PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 21 — 1. November 1929 — Redaktionsschluß für Nr. 23 am 15. November 1929. — 30. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. v. Békésy, Zur Theorie des Hörens. Mit Tafel XVI. S. 721.

H. Senftleben u. O. Riechemeier, Eine Methode zur Untersuchung des Reaktionsverlaufes bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen. Mit Tafel XVII. S. 745.

Vorträge und Diskussionen des V. Deutschen Physikertages in Prag vom 15.—21. September 1929.

H. Rausch v. Traubenberg, Neuere Untersuchungen an Kanalstrahlen. S. 750.

W. Seitz u. G. Harig, Über das Schwärzungsgesetz der photographischen Platte für Elektronenstrahlen. Mit Tafel XVIII—XXII. S. 758.

C. Ramsauer u. R. Kollath, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt. S. 760.

V. F. Hess u. O. Mathias, Neue Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Sonnblick (3100 m). S. 766.

E. Steinke, Neue Untersuchungen über die durchdringende Heßsche Strahlung. S. 767.

H. Kallmann u. B. Rosen, Über Ionisations- und Dissoziationsvorgänge in einfachen Gasen. S. 772.

F. Kirchner, Präzisionsmessungen der Kathodenstrahlgeschwindigkeit. S. 773.

H. Kulenkampff, Bemerkungen zur Ionisierungswirkung schneller Elektronen. S. 777.

H. Pose, Nachweis von Atomtrümmern aus Aluminium durch Messung der Ionisation eines einzelnen *H*-Strahls. S. 780.

Besprechungen:

M. et L. de Broglie, Introduction a la physique des rayons X et gamma. S. 782.

Handbuch der Astrophysik. Herausgegeben von G. Eberhardt, A. Kohlschütter, H. Ludendorff. S. 783.

G. Kirsch, Geologie und Radioaktivität. S. 783.

E. Rietschel, Die 3—3½ jährige und die 2jährige Temperaturschwankung. S. 783.

E. Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. S. 784.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1929/30. Nachtrag. S. 784.

Personalien. S. 784.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie des Hörens.

Über die eben merkbare Amplituden- und Frequenzänderung eines Tones. Die Theorie der Schwebungen.

(Mitteilung aus dem k. ung. Telegraphentechnischen Versuchsamt, Budapest.)

Von Georg v. Békésy.

Mit Tafel XVI.

I. Einleitung.

Fast sämtliche für das Ohr charakteristische Größen, wie die Fühlgrenze, die Hörschwelle usw. ändern sich mit der Frequenz außerordentlich stark, meist um mehr als das Hundert- und Tausendfache. Für die weitere Entwicklung der Hörtheorie ist es nun wichtig zu wissen, ob diese starke Frequenzabhängigkeit etwa darin begründet ist, daß an den verschiedenen Stellen der Basilarmembran die in Erregung kommenden Nerven derartig verschiedene Eigenschaften besitzen oder ob die physikalischen Eigenschaften des Ohres diese ungleichmäßige Schallübertragung bewirken. Würde letzteres zutreffen und könnte man annehmen, daß längs der ganzen Basilarmembran die Nervenfasern ganz gleichartig auf die Druckwirkung reagieren, so besteht die Hoffnung, daß durch genaues Erfassen der physikalischen Wirkungsweise der Schallübertragung im Ohr, die gerade für die Fernsprechtechnik so wichtigen Frequenzabhängigkeiten abgeleitet werden können.

Zunächst scheint anatomisch der Annahme der Gleichheit der Nerven längs der Basilarmembran nichts zu widersprechen, denn sowohl die Nervenenden als auch die Zellen im Gehirn zeigen in den mikroskopischen Bildern eine ausgesprochene Gleichförmigkeit, die nicht nur für das Ohr, sondern auch für die übrigen Sinnesorgane vorhanden ist. Chemisch werden sie sich wohl auch nicht viel unterscheiden, da eine verschiedene Färbbarkeit der Nerven in den verschiedenen Teilen der Membran im allgemeinen nicht beobachtet wird.

Um die Eigenschaften der Nervenerregung messend verfolgen zu können, scheint die Bestimmung der eben merkbaren Amplitudenänderung, der Unterschiedsschwelle, besonders geeignet zu sein. Denn die sogenannte relative Unterschiedsschwelle, die das Verhältnis der eben merkbaren Amplitudenänderung ΔJ eines Tones zur gesamten Amplitude J darstellt, d. h. $\frac{\Delta J}{J}$

ist von der Güte der physikalischen Schallübertragung im Ohr gänzlich unabhängig und somit eine reine Nerveneigenschaft. Dies ist leicht zu verstehen, da die beiden zu vergleichenden Töne mit den Amplituden J und $J + \Delta J$ den gleichen Übertragungsfaktor besitzen, der im Quotient herausfällt. Da bei mittleren Lautstärken eine Amplitudenänderung von 10 Proz. bereits wahrgenommen wird und somit die beiden zu vergleichenden Töne sich in ihrer Schallstärke nur wenig unterscheiden, so kann angenommen werden, daß selbst in einem nichtlinearen System, wie es die Schallübertragung im Ohre darstellt, sich ebenfalls der Übertragungsfaktor so wenig ändert, daß er keine Rolle spielt. Somit gestattet die Messung der Frequenzabhängigkeit der Unterschiedsschwelle die gewünschte Frage zu beantworten. Da Vorversuche zeigten, daß die durch Alkoholgenuß, Kokaininjektion und durch Ermüdung des Ohres durch starken Schall entstehenden Hörschwellenänderungen stets mit einer Änderung der Unterschiedsschwelle verbunden sind, so ist zu erwarten, daß bei einer Frequenzunabhängigkeit der Unterschiedsschwelle auch die übrigen Schwellen der Nervenerregung frequenzunabhängig sind.

Es ist jedoch wichtig festzustellen, daß durch diese Messung lediglich bestimmt wird, ob die einzelnen Nervenfasern sich gleichartig verhalten, während die gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Nervenfasern, wie sie die Kontrastwirkung[1]) zeigt, die offenbar für jede Frequenz eine andere ist, da sich mit der Frequenz die Breite und Form des Erregungsgebietes auf der Basilarmembran ändert, bei dieser Messung nicht zur Geltung kommt. Es bleibt daher auch für den Fall, daß sich die Unterschiedsschwelle als frequenzunabhängig erweist, noch für die einzelne Frequenz eine gewisse Verschiedenheit in der Nervenerregung zurück, die sich jedoch auf die Kontrastwirkung zurückführen lassen muß. Zu dieser Gruppe gehören sämtliche Erscheinungen, bei denen die normale Verteilungsform der Erregung längs der Basilarmembran gestört wird, wie z. B. bei den Schwebungen oder bei jedem gleichzeitigen Einwirken mehrerer Töne.

Da die beiden letzten, mit modernen technischen Mitteln, ausgeführten Messungen der Unterschiedsschwelle von V. O. Knudsen[2]) und R. R. Rieß[3]) sich bezüglich der Frequenzabhängigkeit direkt widersprechen, so wollen wir zunächst auf einige physiologische Störerscheinungen eingehen.

1) G. v. Békésy, Physik. Zeitschr. **29**, 793, 1928.
2) V. O. Knudsen, Phys. Rev. **21**, 84, 1923.
3) R. R. Rieß, Phys. Rev. **31**, 867, 1928.

2. Die Meßtechnik der Unterschiedsschwellenbestimmung.

Unter den in Betracht kommenden Störwirkungen spielt die Ermüdungserscheinung eine große Rolle. Wie schon früher gezeigt wurde[1]), kann sich nämlich die Lautstärke eines konstanten Tones infolge Ermüdung um das Mehrfache ändern. Um zu zeigen, in welch hohem Maße dadurch die Frequenzabhängigkeit beeinflußt werden kann, betrachten wir die sogenannten Kurven gleicher Lautstärke. Wir ermitteln diese, indem dem einen Ohr ein Ton von 800 Hz. und einer gegebenen Amplitude zugeführt wird, die ein gewisses Vielfache der Amplitude bei der Hörschwelle ist, und nun festgestellt wird, welche Schallstärke irgendein anderer Ton, beliebiger Frequenz, besitzen muß, damit er dem anderen Ohr zugeführt, gleichlaut erscheint wie der konstante Vergleichston von 800 Hz. In Fig. 1 ist nun durch die gestrichelten Kurven dargestellt, welche Schallstärke in Dyn/cm² die Töne verschiedener Frequenz haben müssen, damit sie gleichlaut erscheinen, wie ein Ton von 800 Hz., dessen Schallstärke gleich der Hörschwelle bzw. den 10-, 10^2-, 10^3- und 10^4-fachen Wert derselben beträgt. Derartige Kurven wurden bereits von B. A. Kingsbury[2]) aufgenommen. Führt man

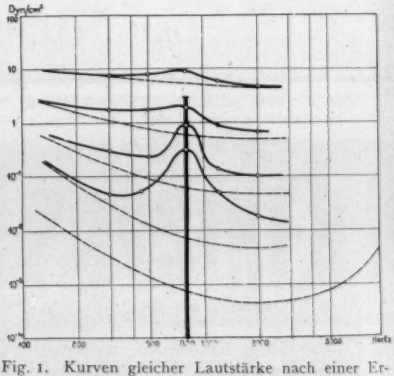


Fig. 1. Kurven gleicher Lautstärke nach einer Ermüdung durch einen Ton von 800 Hz.

nun aber die Messung so aus, daß man das Ohr, dessen Kurven gleicher Lautstärke man aufgenommen hat, mittels eines Tones von 800 Hz. und der in der Fig. durch einen starken schwarzen Strich eingezeichneten Schallstärke 2 Minuten lang ermüdet und erst hierauf die Schallstärken

1) G. v. Békésy, Physik. Zeitschr. **30**, 115, 1929.
2) B. A. Kingsbury, Phys. Rev. **29**, 588, 1927.

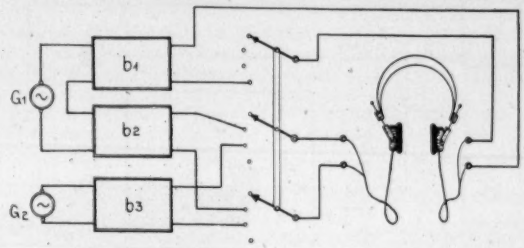


Fig. 2. Schaltung zur Aufnahme der Kurven gleicher Lautstärke mit vorhergehender Ermüdung.

ermittelt, welche die gleiche Lautstärke ergeben wie der Vergleichston im anderen Ohr, so erhält man die stark ausgezogenen Kurven.

Die Schaltung, mit der diese Messungen ausgeführt wurden, ist in Fig. 2 dargestellt. Zunächst schaltet man den Umschalter auf die unterste Stufe und verändert die Eichleitung b_1, die von dem Generator G_1 mit der konstanten Frequenz von 800 Hz. gespeist wird, solange bis man die Hörschwelle erreicht hat. Durch entsprechende Verstellung von b_1 erhält man dann die konstanten Vergleichstöne, deren Amplituden das 10^{-}, 10^{2-}, . . der Hörschwelle betragen. Vermittelst der Eichleitung b_2 stellt man den Ermüdungston auf die gegebene Schallstärke ein. Die Messung mit vorhergehender Ermüdung führt man nun so aus, daß man zunächst den Schalter 2 Minuten lang auf die Eichleitung b_2 schaltet, dann ohne Pause auf die Eichleitung b_3, über die der Fernhörer den Ton variabler Frequenz erhält, dessen Lautstärke man schließlich mit dem Ton im anderen Fernhörer vergleicht, wozu der Schalter an b_1 geschaltet wird. Dies wiederholt man solange, bis die beiden letzten Lautstärken gleich erscheinen, was meist nach 4—6 Einstellungen erreicht ist. Aus den verschiedenen Werten von b_3, die man ohne Ermüdung und mit Ermüdung erhält, läßt sich die Verzerrung der Kurven ermitteln.

Selbstverständlich bildet sich diese Deformation der Kurven innerhalb 10—15 Minuten zurück, doch bleibt bei den Monate lang dauernden Messungen, meist immer mit der gleichen Frequenz von 800 Hz., der Normalfrequenz der Fernsprechtechnik, eine deutliche und bleibende Störung bestehen, die besonders für die Töne kleiner Schallstärke groß ist. Das für den Ermüdungston auftretende Zusammenrücken der Kurven bewirkt, daß einer Änderung der Schallstärke nach der Ermüdung eine größere Lautstärkenänderung entspricht wie vorher, so daß auch die Unterschiedsschwelle herabgesetzt wird.

Die zeitliche Abnahme der Unterschiedsschwelle infolge Ermüdung ist in Fig. 3 für 800 Hz. und 10 Dyn/cm² Schallstärke dargestellt, wobei die punktierten Kurven die beobachteten Extremwerte bei 8 Personen darstellen. Die Kurven wurden aufgenommen, indem der konstanten Schallstärke mittels eines in den Stromkreis geschalteten rotierenden Potentiometers, sinusförmige Amplitudenschwankungen, 4 pro Sek., überlagert wurden. Dabei wurden die Amplitudenschwankungen auf einen gewissen Betrag eingestellt, derart, daß beim Einschalten des Tones die Schwankungen nicht beobachtbar waren und nun die Zeit ermittelt, bei der sie hörbar wurden. Da es sich um relative Messungen handelt, so ist es zweckmäßig, als Kriterium für die Hörbarkeit der Schwankungen nicht den Wert anzunehmen, bei dem sie gerade merkbar werden, da sich dieser Wert durch das Wandern der Aufmerksamkeit stark ändert, sondern einen gewissen größeren Wert, den man sich während einer Meßreihe möglichst festzuhalten sucht. Dieses Verfahren, das bei relativen Messungen stets angewendet werden kann, liefert meist eine kleinere Streuung. Man könnte nun meinen, daß neben der Ermüdung der Nerven auch eine Änderung der Aufmerksamkeit erfolgt, wodurch ebenso eine Änderung der Unterschiedsschwelle entsteht. Doch ist dies nicht der Fall, denn stellt man die Amplitude der Schwankungen so ein, daß sie etwa nach 2 Minuten hörbar werden und fordert den Beobachter auf, der natürlich von dem Zweck der Messungen nicht

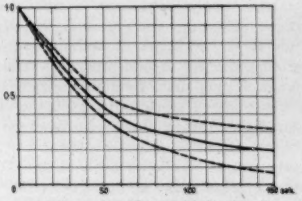


Fig. 3. Abnahme der Unterschiedsschwelle mit der Zeit infolge Ermüdung.

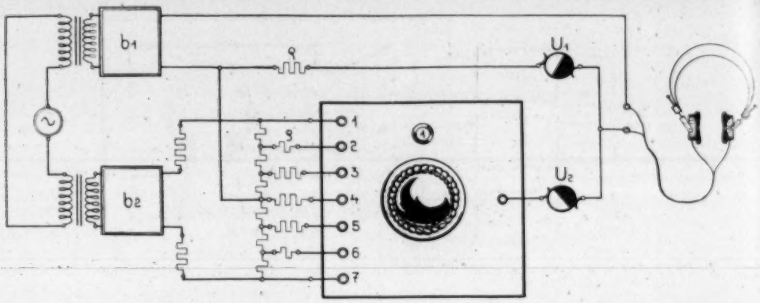


Fig. 4. Schaltung zur Messung der Unterschiedsschwelle.

unterrichtet ist, jede Sekunde sich stark zu konzentrieren, ob die Schwankungen hörbar sind, so ist die ermittelte Zeit, bei der die Schwankungen auftreten, genau die gleiche, als wenn man nach Einschalten des Tones 1,5 Minuten wartet und erst dann auf die Schwankungen achtet.

Es wurde weiter festgestellt, daß die Größe der Ermüdung in dem Frequenzbereich von 400—2000 Hz. sich nicht merklich ändert, mit abnehmender Schallstärke abnimmt und gleich bleibt, ob man den schwankenden Ton mit einem Ohr oder mit beiden abhört. Ermüdet man das eine Ohr mit einem Ton gleicher Frequenz, so tritt im anderen Ohr keine Änderung der Unterschiedsschwelle ein.

Der starke Einfluß der Ermüdung bringt es mit sich, daß wir für die Messung der Unterschiedsschwelle den Lautstärkevergleich zweier, aufeinander folgender kurzer Tonimpulse für geeigneter halten als das Verfahren von Knudsen und Rieß, bei denen die Schwankung eines Dauertones bis zur Beobachtbarkeit vergrößert wurde. Um aus dem Lautstärkevergleich der Tonimpulse die Unterschiedsschwelle ermitteln zu können, verfährt man nach den besonders von den Psychologen[1]) ausgearbeiteten Verfahren folgendermaßen. Während der eine der Tonimpulse seine Schallstärke konstant beibehält, kann der andere Impuls eine Reihe von Schallstärkewerten durchlaufen, die sich immer um den gleichen Betrag erhöhen und so angeordnet sind, daß der mittlere Wert die gleiche Schallstärke besitzt wie der erste Tonimpuls, während der größte und der kleinste Wert deutlich von dem ersten Tonimpuls sich unterscheiden läßt. Führt man nun für sämtliche Schallstärkewerte den Lautstärkevergleich durch, so wird man bei den mittleren Werten Lautstärkengleichheit feststellen, während man bei den größeren und kleineren Werten die Verschiedenheit mehr oder weniger beobachtet. Nimmt die Unterschiedsschwelle zu, so wird die Zahl der Schallstärkewerte, bei denen man Gleichheit empfindet, größer, während sie bei einer Verbesserung kleiner wird. Es ist somit die Unterschiedsschwelle proportional der Zahl der Gleichheitsfälle $\Sigma g l$ und natürlich auch der Differenz ΔS zwischen zwei aufeinander folgenden Schallstärkewerte. Führt man bei jedem Schallstärkewert den Vergleich n mal durch, so ergibt sich für die eben merkbare Amplitudenänderung

$$\Delta J = \frac{1}{2} \frac{\Sigma g l}{n} \Delta S .$$

Es ist dabei zweckmäßig ΔS so einzustellen, daß die Zahl der Gleichheitsfälle bei allen Messungen und Beobachtern möglichst gleich bleibt, da dann die durch das Wandern der Aufmerksamkeit entstehenden Fehler, die eine Streuung der Gleichheitsurteile erzeugen und nur durch Betrachtung der Fehlergesetze richtig erfaßt werden können, bei allen Messungen die gleichen sind und daher bei Bestimmung der Änderung der Unterschiedsschwelle nicht berücksichtigt werden müssen.

Die Schaltung, mit der die Messungen ausgeführt wurden, ist in Fig. 4 dargestellt. Der Generator arbeitet über zwei genau gleiche Transformatoren auf zwei Eichleitungen, von denen die eine b_1 die Schallstärke des konstanten Tonimpulses bestimmt, der durch den schon früher beschriebenen, einstellbaren Unterbrecher U_1 geschaltet wird. Die andere Eichleitung ist mit einem ihrer Charakteristik entsprechenden Widerstand abgeschlossen, dessen mittlerer Teil einen Spannungsteiler mit 6 gleichen Stufen darstellt. Je nachdem, an welche Stufe der Fernhörer geschaltet ist, wird eine größere oder kleinere Spannung zu der Grundspannung der Eichleitung b_1 addiert oder subtrahiert, wodurch die Schallstärkenänderung des, durch den Schalter U_2 eingeschalteten zweiten Tonimpulses erfolgt.

1) R. Pauli, Psychologisches Praktikum.

Durch Ändern von b_2 kann die Größe der Schallstärkendifferenz zwischen den einzelnen Stufen geändert werden. Ändert man beide Eichleitungen gleichzeitig um den gleichen Betrag, so wird die Schallstärke geändert, ohne daß sich das Verhältnis der Schallstärkenänderung zur gesamten Schallstärke verschiebt. Da die Eichleitung die Schallstärke logarithmisch ändert, so

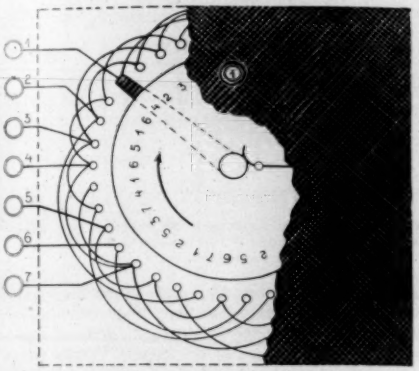


Fig. 5. Mischschalter.

beherrscht man hier bequem den ganzen Lautstärkebereich. Die kleinen Korrektionswiderstände ϱ sind so berechnet, daß bei jeder Abzweigung des Spannungsteilers der Scheinwiderstand vom Fernhörer aus gemessen konstant bleibt.

Da es wichtig ist, daß der Beobachter die Messungen unbewußt ausführt, so wurde ein Mischschalter konstruiert, der in Fig. 5 näher dargestellt ist. Dreht man den Schalter jeweils um einen Knopf, so werden die 7 Stufen nacheinander in verschiedener unregelmäßiger Reihenfolge dargeboten.

Man führt eine Messung aus, indem man durch Drücken eines Knopfes die in einem anderen Zimmer befindlichen Schalter U_1 und U_2 elektrisch in Tätigkeit setzt. Hat man den Lautstärkevergleich ausgeführt, so dreht man den Schalter um einen Knopf weiter und kann dann ablesen, welche Stufe eingeschaltet war. Man trägt dann in ein Schema neben jeder Stufe ein, ob man sie lauter, gleich oder schwächer gehört hat. Bei den endgültigen Messungen jedoch sind die Ziffern bedeckt, so daß man ihre Verteilung überhaupt nicht kennt. Die Messung geschieht dabei derart, daß nach jedem Lautstärkevergleich der Schalter um einen Knopf weiter gedreht wird und durch Niederdrücken eines Knopfes ein Relais betätigt wird, das die Zahl der Gleichheitsfälle usw. registriert. Zeigt ein viertes Relais an, daß bereits $n = 70$ Messungen ausgeführt sind, so kann man die Summe der Gleichheitsfälle ohne weiteres ablesen und in obige Formel einsetzen. Es ist hierbei nur bei der Einstellung der Schallstärkenänderung darauf zu achten, daß sie mindestens so groß ist, daß die beiden äußersten Stufen immer richtig beurteilt werden, da sonst die Formel ungültig wird. Eine derartige Vereinfachung der Messung ist notwendig, da über 50 000 Lautstärkevergleiche ausgeführt werden mußten.

Bei den endgültigen Messungen wurde stets an Stelle des Fernhörers, der bei tiefen Frequenzen wegen den großen Schwingungsamplituden und dem seitlichen Abfließen der tiefen Töne sehr oberwellenreich ist, die in Fig. 6 gezeichnete Anordnung verwendet. Sie stellt einen elektrodynamischen Tonsender mit davorgeschalteten akustischen Siebketten dar, bei der der Ton mittels eines Hartgummirohres dem Ohr zugeführt wird. Die passende Siebkette ist durch den Hahn leicht auszuwählen.

Von der Zeitdauer der einzelnen, einander gleichen, Tonimpulse hängt die Unterschiedsschwelle nicht ab. Da wie schon früher gezeigt wurde, auch für schwache Töne die Lautstärke meist innerhalb 0,3 Sekunden nach dem Einschalten ihren Maximalwert erreicht hat, so genügt es für die Dauer der einzelnen Tonimpulse 0,5 Sekunden zu wählen.

Die Zeitspanne zwischen den beiden zu ver-

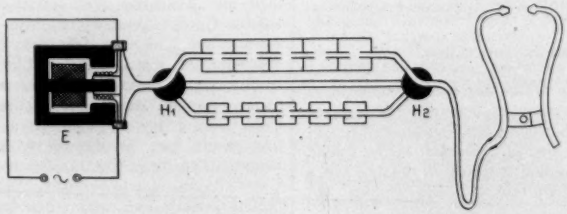


Fig. 6. Tonsender mit akustischen Siebketten.

gleichenden Tonimpulsen hat ebenfalls nur einen geringen Einfluß. Nach der von W. Köhler[1]) entwickelten Theorie des Sukzessivvergleiches kommt nämlich beim Vergleich lediglich ein Gefühl des Steigens oder Fallens der Schallstärke zum Bewußtsein, so daß man über die Schallstärkenänderung urteilen kann, ohne daß man sich den Toncharakter oder die absolute Schallstärke der beiden Töne vergegenwärtigt hätte. Dieses Gefühl des Steigens oder Fallens beruht wohl darauf, daß ermittelt wird, ob die durch den ersten Impuls zurückbleibende Änderung der Nerven mit der beim Auftreten des zweiten Impulses entstehenden Veränderung der Nerven überein stimmt. Da dieser Vergleich stets denselben Vorgang darstellt, so muß auch die Unterschiedsschwelle die gleiche bleiben. Ist die Pause zwischen den beiden zu vergleichenden Impulsen lang, so kann eine allmähliche Rückbildung der ersten Nervenänderung eintreten, so daß man einen zweiten gleichen Tonimpuls als stärker empfindet. Dafür wird man aber schwächere Impulse als gleichlaut empfinden, so daß die Zahl der Gleichheitsfälle erhalten bleibt. Auch kann in einer langen Pause durch verschiedene

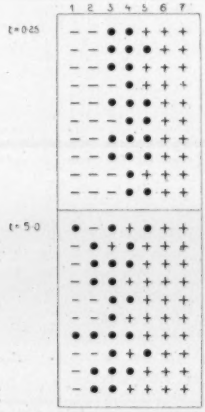


Fig. 7. Meßprotokoll, zeigend, daß mit zunehmender Pause zwischen den zu vergleichenden Tonimpulsen sich die Zahl der Gleichheitsfälle (durch Punkte dargestellt) nicht ändert.

Ablenkungen die Größe der ersten Nervenänderung ganz unregelmäßig beeinflußt werden, so daß eine starke Streuung der Gleichheitsfälle eintritt, ihre Zahl jedoch dieselbe bleibt. Man findet alles dies schön bestätigt in dem in Fig. 7 dargestellten Meßprotokoll. Die Punkte bezeichnen die Gleichheitsfälle, während + und — angibt, daß der zweite Ton stärker bzw. schwächer war. Die Messung bestand darin, daß dem konstanten Tonimpuls ein zweiter nach 0,25 Sek. folgte und ein dritter nach 5,0 Sek., wobei beide Tonimpulse mit dem ersten verglichen wurden. Man sieht deutlich, daß bei dem großen Zeitabstand die Gleichheitsfälle sich nach den kleineren Schallstärken verschoben haben. Ferner ist die Streuung eine bedeutend größere, da offenbar die Ausführung des ersten Vergleiches eine starke Ablenkung für den darauf folgenden zweiten Vergleich darstellt. Trotzdem blieb die Zahl der Gleichheitsfälle erhalten.

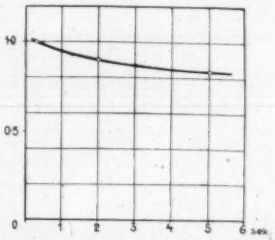


Fig. 8. Einfluß des Zeitabstandes zwischen den beiden zu vergleichenden Tonimpulsen auf die Unterschiedsschwelle.

Eine derartige Übereinstimmung mit der Theorie zeigt sich jedoch nur bei geübten Beobachtern. Im allgemeinen findet bei Personen, die noch nicht solche Messungen ausgeführt haben, mit zunehmender Zeit eine schwache Verkleinerung der Unterschiedsschwelle statt, wie sie in Fig. 8 zum Ausdruck kommt. Doch nimmt diese Abweichung mit zunehmender Übung rasch ab. Die Ursache dafür ist darin zu suchen, daß eine gewisse Zeit notwendig ist, um aus der Mannigfaltigkeit der Erscheinungen, wie sie ein Tonimpuls darstellt, diejenige herauszusuchen, auf die es beim Lautstärkevergleich ankommt. Die Richtigkeit dieser Auffassung kann man leicht bestätigen, indem man dem Tonimpuls irgendeine Störwirkung überlagert, z. B. dadurch, daß man die Membran des Tonsenders mit einem kleinen Gewicht beschwert. Man hört dann am Anfang und Ende des Impulses einen gedämpft abklingenden Ton mit der Eigenfrequenz der beschwerten Tonsendermembran. Ist die Zeitdauer zwischen den beiden Impulsen groß, so kann man leicht den gedämpften Wellenzug von dem eigentlichen Tonimpuls trennen, so daß das Heraussieben des Störtones keine Änderung der Unterschiedsschwelle bewirkt. Folgen jedoch die beiden Tonimpulse rasch einander, so tritt eine starke Verminderung der Unterschiedsschwelle

1) W. Köhler, Psychol. Forschung, Bd. 4, 1923.

ein, indem je nach der Phase, in der sich der Wechselstrom beim Einschalten befindet, der gedämpfte Wellenzug eine andere Amplitude besitzt, wodurch die Zahl der Gleichheitsfälle vermindert wird. Siebt man die Störwirkung mittels des akustischen Siebes heraus, so erhöht sich die Unterschiedsschwelle bedeutend. Die Vorversuche zeigten, daß für alle Beobachter ein Zeitabstand von 1,0 Sek. genügt, indem eine weitere

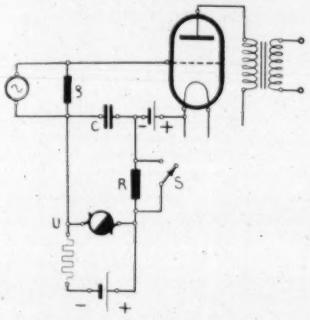


Fig. 9. Schaltung, um langsam ein- und ausschwingende Tonimpulse herzustellen.

Vergrößerung desselben keine Änderung der Unterschiedsschwelle ergibt, während die Größe der Streuung immer mehr zunimmt, was als ein Nachlassen des Gedächtnisses bezeichnet wird.

Gleichzeitig soll bei dieser Gelegenheit darauf hingewiesen werden, daß man neben dem sogenannten absoluten Gehör für Frequenz auch ein solches für die Schallstärke besitzt, indem eine 2—3 mal dargebotene Schallstärke selbst nach mehreren Stunden auf etwa 80 Proz. genau von den meisten Beobachtern wiederum eingestellt werden kann.

Um zu zeigen, daß das allmähliche Ein- und Ausschwingen der Tonimpulse, wie es durch die akustischen Siebe bewirkt wird, keinen Einfluß hat, wurde die Unterschiedsschwelle mit rechteckigen Impulsen und mit solchen allmählich ein- und abklingender Amplituden bestimmt. Um derartige Tonimpulse herzustellen, dient die in Fig. 9 dargestellte Schaltung, bei der die Gittervorspannung der Endverstärkerröhre des Generators stets so hoch negativ ist, daß die an dem Widerstand ϱ abgegriffene Wechselspannung durch die Verstärkerröhre nicht übertragen wird. Wird jedoch der Schalter U auf eine kurze Zeit geöffnet, so lädt sich der Kondensator C über den Widerstand R allmählich auf, die Gitterspannung nimmt damit ab[1]) und die Verstärkerröhre tritt in normale Tätigkeit, um nach Kurzschließen des Schalters U wiederum den Generator auszuschalten. Durch passende Wahl von C und R kann die Geschwindigkeit der Amplitudenänderung in weiten Grenzen geändert werden. Schaltet man den Schalter S kurz, so lädt sich der Kondensator momentan auf, und man erhält scharf einsetzende Tonimpulse. Wiederholte Messungen bei verschiedenen Frequenzen zeigten, daß durch Ein- und Ausschalten von S die Unterschiedsschwelle nicht geändert wird.

Von den Erscheinungen beim Hören mit zwei Ohren sollen erwähnt werden, daß sich die Unterschiedsschwelle nicht ändert, wenn man die beiden zu vergleichenden Tonimpulse nicht dem gleichen Ohr, sondern jeden Impuls einem anderen Ohr zuführt. Es ist allerdings darauf zu achten, daß die Zeitdauer zwischen den beiden Impulsen möglichst groß ist, da es sich zeigt, daß die dem Impulse überlagerten Erscheinungen besser von ihm getrennt werden können, wenn jedes Ohr nur einen Impuls erhält und somit nicht durch den vorhergehenden beeinflußt ist. Beträgt die Zeitdifferenz 5,0 Sek., so stimmten selbst bei ungeübten Personen die Werte auf 2 Proz. genau überein, während bei einer Zeitdifferenz von 0,5 Sek. im Durchschnitt die Unterschiedsschwelle um 17 Proz. kleiner war, wenn die Tonimpulse auf beide Ohren verteilt wurden.

Bestimmt man die Unterschiedsschwelle derart, daß während die beiden zu vergleichenden Tonimpulse im einen Ohr ertönen, auch gleichzeitig dem anderen Ohr zwei einander gleiche

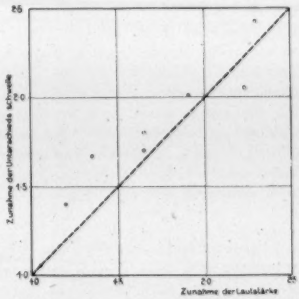


Fig. 10. Die Änderung der Unterschiedsschwelle, wenn dem anderen Ohr gleichzeitig ein Ton gleicher Frequenz zugeführt wird.

Tonimpulse gleicher Frequenz zugeführt werden, so tritt eine Erhöhung der Unterschiedsschwelle ein, indem gleichsam die Lautstärke des Grundtones erhöht wird, so daß die Lautstärkenänderung ebenfalls vergrößert werden muß, damit sie beobachtbar wird. In Fig. 10

1) Anmerkung bei der Korrektur. Die untere Batterie in der Figur ist versehentlich verkehrt gepolt.

sind einige Meßpunkte angegeben, die zeigen, um wieviel die Unterschiedsschwelle steigt in Abhängigkeit von der scheinbaren Lautstärkezunahme, die erfolgt, wenn zu dem ursprünglichen Ton gleichzeitig ein Ton im andern Ohr ertönt.

Es ist dabei interessant, festzustellen, daß die Lautstärkeschwankungen stets in das Ohr mit dem stärkeren Ton verlegt werden, auch dann, wenn dieser vollständig konstant bleibt und die Schwankungen in dem Ohr mit der kleineren Schallstärke erfolgen. Ist die Schallstärke in beiden Ohren gleich, so hört man die Schwankungen stets in der Mitte des Schädels. Man muß die Schwankungen von ihrem eben merkbaren Betrag mindestens auf das Zweifache erhöhen, um feststellen zu können, auf welcher Seite sie stattfinden. Doch soll auf diese Fragen hier nicht näher eingegangen werden, da genaue Messungen nur dann erhalten werden können, wenn sie im Zusammenhang mit stereoakustischen Fragen bearbeitet werden.

Zum Schluß sei noch festgestellt, daß die je nach der Lautstärke des Tones verschiedene Spannung der Binnenohrmuskeln auf die Unterschiedsschwelle keinen Einfluß hat. Es ist nämlich von T. Kato[1]) gezeigt worden, daß die Kontraktion der Muskeln stets in beiden Ohren auf einmal erfolgt. Führt man daher dem einen Ohr einen sehr starken Ton hoher Frequenz, etwa 5000 Hz., zu, so werden die Muskeln stark kontrahiert, ohne daß im anderen Ohr die Werte der Unterschiedsschwelle für eine tiefe Frequenz, z. B. 100 Hz., irgendwie geändert werden, was sowohl für die Unwirksamkeit der Muskelkontraktion als auch für die geringe gegenseitige Beeinflussung der Töne bei großem Frequenzunterschied spricht.

Auch ein Druck auf das Trommelfell von 20 cm Wassersäule ist ohne Einfluß, wenn dafür gesorgt wird, daß die Lautstärke des Tones konstant bleibt, da die Unterschiedsschwelle von der Lautstärke abhängig ist.

3. Die Unterschiedsschwelle für Amplitudenänderungen und die Kurven gleicher Lautstärke.

Die endgültigen Messungen der Unterschiedsschwelle wurden so ausgeführt, daß zunächst die Schallstärke des 0,5 Sek. dauernden Tonimpulses auf die Hörschwelle eingestellt wurde, worauf bei 10- bzw. 100 fach erhöhter Schallstärke die Messung erfolgte. Die aus einer großen Zahl von Meßreihen verschiedener Personen gewonnenen Mittelwerte sind in Fig. 11 dargestellt und zeigen, daß die Unterschiedsschwelle in dem ganzen hörbaren Frequenzbereich von 50 Hz. bis 12500 Hz. vollständig von der Frequenz unabhängig ist. Dabei stellt die obere Kurve die Werte für die das 10 fache der Hörschwelle betragende Schallstärke dar, während die untere Kurve für das 100 fache der Hörschwelle gilt.

Für die Gleichartigkeit der Nervenerregung bei den verschiedenen Frequenzen spricht auch

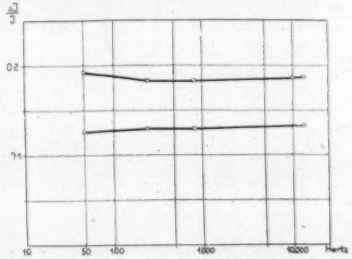


Fig. 11. zeigt, daß die Unterschiedsschwelle von der Frequenz des Tones unabhängig ist.

die Tatsache, daß die Unterschiedsschwelle zwischen zwei Tönen verschiedener Frequenz die gleiche ist, wie bei zwei aufeinander folgenden Tönen gleicher Frequenz. Da in Fig. 1 die gestrichelten Linien, die Kurven gleicher Lautstärke, zeigen, daß zwei Töne verschiedener Frequenz bei gleicher Lautstärke Schallstärken besitzen, die nicht das gleiche Vielfache der Hörschwelle sind, sonst müßten die im logarithmischen Maßstab gezeichneten Kurven parallel verlaufen, so ist die Unterschiedsschwelle auf den Kurven gleicher Lautstärke nicht konstant. Um daher die Unterschiedsschwelle zwischen Tönen verschiedener Frequenz ermitteln zu können, verfährt man so, daß man den Ton veränderlicher Frequenz auf die Lautstärke eines Vergleichstones, bei uns 800 Hz., einstellt und ermittelt, welche Schallstärkenschwankungen des Vergleichstones wahrgenommen werden können. Die erhaltenen relativen Werte der Unterschiedsschwelle sind in Fig. 12 eingetragen und zeigen,

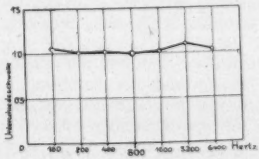


Fig. 12. Unterschiedsschwelle beim Vergleich der Lautstärke zweier Töne verschiedener Frequenz.

1) T. Kato, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. Bd. **150**, 569, 1923.

daß die Meßgenauigkeit beim Lautstärkevergleich von den zu vergleichenden Tönen unabhängig ist.

Weiter spricht für die Gleichartigkeit der Nervenerregung, daß eine Vervielfachung der Schallstärke bei allen Frequenzen die gleiche Änderung der Unterschiedsschwelle bewirkt, wie dies auch aus Fig. 11 zu ersehen ist.

Es ist nun auffallend, daß während bei kleinen Änderungen der Schallstärke vollkommene Frequenzunabhängigkeit der Lautstärkenänderungen vorhanden ist, dies bei größerer Vervielfachung der Schallstärke nicht mehr zutrifft, indem die Kurven gleicher Lautstärke deutlich zeigen, daß bei tiefen Frequenzen die Lautstärke bei einer Schallstärkenvervielfachung rascher zunimmt als bei höheren Tönen. Dabei sind die Kurven gleicher Lautstärke nicht etwa durch physiologische Nebenerscheinungen bedingt, indem z. B. mit zunehmendem Frequenzunterschied die Charakterverschiedenheit der zu vergleichenden Töne diese Erscheinung vortäuscht, denn es ist die Lautstärkengleichheit zweier Töne eine echte Gleichheit, da zwei Töne, die einem dritten gleich sind, auch untereinander gleich sind. Dies ließ sich mit großer Genauigkeit für die Töne 50, 400 und 5000 Hz. zeigen, die ihrem Charakter nach vollkommen verschieden sind. Die verschiedene Lautstärkenzunahme bei einer Schallstärkenvervielfachung ist in Fig. 13 für die beiden

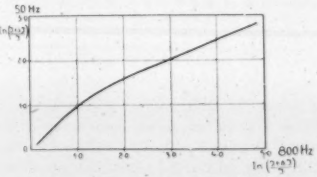


Fig. 13. Die einander gleich erscheinenden Lautstärkezunahmen für die Töne 50 und 800 Hz.

Töne 50 und 800 Hz. dargestellt. Dabei wurde die Messung so ausgeführt, daß zu einer gewissen auf die Abszisse abgetragenen Schallstärkevervielfachung des Normaltones von 800 Hz. diejenige Schallstärkevervielfachung des Tones von 50 Hz. herausgesucht wurde, die die gleiche Lautstärkenänderung ergab. Für nicht zu große Schallstärkenänderung führt man dies so aus, daß beiden auf gleiche Lautstärke eingestellten Tönen mittels eines rotierenden Potentiometers eine periodische, etwa zweimal in der Sek. zu- und abnehmende Schallstärke, mit ΔJ in der Figur bezeichnet, hinzugeschaltet wird, deren Größe durch einen parallelen Widerstand leicht geändert werden kann. Da mit zunehmender Größe der Schallstärkenänderung diese Methode bei den meisten Personen rasch ungenau wird, so ist bei den Schallstärkenänderungen ΔJ, die das 3—4 fache der ursprünglichen Schallstärke J überschreiten, ein direkter Lautstärkevergleich zweier aufeinander folgender Tonimpulse auszuführen. Zu diesem Zweck stellt man den Ton 800 Hz. auf die Ausgangsschallstärke, dem 100 fachen der Hörschwelle ein und ändert den Ton 50 Hz. bis Lautstärkengleichheit eintritt. Vergrößert man nun die Schallstärke des ersten um ein gewisses Vielfaches, so kann leicht die entsprechende Änderung des zweiten eingestellt werden.

Aus Fig. 13 ist deutlich zu ersehen, daß bis etwa zur Schallstärkenverdopplung die beiden Frequenzen sich genau gleich verhalten und somit auch keine Frequenzabhängigkeit auftritt. Erst bei größerer Änderung entsteht die Abweichung. Da im Gebiet der kleinen Lautstärken, von der Hörschwelle bis etwa zu dem 30 fachen Wert, überhaupt keine derartige Abweichung festgestellt werden kann, was man auch daran sieht, daß die unterste Kurve gleicher Lautstärke in Fig. 1 mit der Hörschwelle parallel verläuft, so ist es unwahrscheinlich, daß diese Abweichung von einer Verschiedenheit der Nervenfasern herrührt. Vielmehr tritt sicherlich mit zunehmender Lautstärke eine neue Erscheinung auf.

Diese kann darin bestehen, daß infolge der breiteren Form des Erregungsgebietes der Basilarmembran bei den tieferen Frequenzen durch die gegenseitige Beeinflussung der einzelnen Nervenfasern eine ähnliche Erscheinung stattfindet wie bei den Lichtreizen, wo von zwei gleich stark beleuchteten Flächen die größere bei grellem Licht heller erscheint wie die kleinere. Da alle Beobachter angeben, daß mit zunehmender Schallstärke eines Tones von 50 Hz., selbst bei vollständiger Oberwellenfreiheit, sich die Klangfarbe deutlich ändert, so ist es wahrscheinlich, daß die nichtlinearen Eigenschaften des Ohres eine Rolle spielen. Denn während bei hohen Frequenzen die Schwingungsamplitude wegen der starken elastischen Kräfte verhältnismäßig klein ist, so erzeugen die gleichen Druckschwankungen auf das Trommelfell bei tiefen Frequenzen größere Verschiebungen, bei denen die nichtlinearen Eigenschaften stark zur Geltung kommen und die Proportionalität der Übertragung der Bewegungsamplitude nicht mehr zutrifft. Leider können diese Fragen erst bei Behandlung der nichtlinearen Eigenschaften des Ohres erledigt werden.

Erhöht man allmählich die Schallstärke eines Tones, so empfindet man schließlich neben dem Ton ein Schwirren im Ohr. Man bezeichnet die Schallstärke, bei der dies eintritt, als Fühlgrenze.

Da ein ähnliches Schwirren bei allen Überreizungen der Nerven stattfindet, so könnte man meinen, daß die Fühlgrenze dadurch entsteht, daß bei der übermäßigen Schallzufuhr die Nerven auf der Basilarmembran überreizt werden. Besitzen nun die Nerven für die verschiedenen Frequenzen gleiche Eigenschaften, so müßte die Schallstärkevervielfachung, die notwendig ist, um von der Hörschwelle zur Fühlgrenze zu gelangen, für sämtliche Töne ungefähr gleich sein. Dies trifft jedoch nicht zu, wie die Messungen der Frequenzabhängigkeit der Fühlgrenze durch H. Fletcher[1]) ergeben. Es läßt sich jedoch zeigen, daß zwischen der Fühlgrenze und der Lautstärke eines Tones keine Beziehung besteht.

Beobachtet man nämlich die Ermüdung der Fühlgrenze, indem man feststellt, um wieviel die Schallstärke während einer Minute erhöht werden muß, damit das Schwirren dauernd bestehen bleibt und ebenso die Abnahme der Lautstärke infolge Ermüdung, so zeigt es sich, daß die Lautstärke ganz bedeutend mehr abnimmt wie die Fühlgrenze, die bei den meisten Personen sich kaum mit der Zeit ändert. Bei einer Person trat die interessante Erscheinung auf, daß das Schwirren in einem gewissen Takt auftrat und wiederum verschwand, etwa einmal in der Sekunde. Erhöhte man die Schallstärke weiter, so blieb diese Erscheinung im ganzen Frequenzbereich bestehen, wobei die Schwankungen der Fühlgrenze immer stärker wurden. Trotzdem konnte eine Schwankung der Lautstärke nicht beobachtet werden. Diese Erscheinung legt es nahe, daß die Fühlgrenze eher eine Überreizung der Nerven des Mittelohrapparates darstellt als eine Überreizung der Nerven der Basilarmembran.

Auch spricht dafür, daß man beim Hören mit einem Ohr das Schwirren an eine ganz andere Stelle lokalisiert als den Ton selbst. Auch beim Hören mit beiden Ohren lokalisiert man den Ton in die Mitte des Schädels bei gleicher Lautstärke der beiden Töne, während das Schwirren in beiden Ohren ganz gesondert auftritt. Damit hängt ebenfalls zusammen, daß, wenn man einen Ton bis zur Fühlgrenze erhöht und nun dem anderen Ohr ebenfalls einen starken Schall gleicher Frequenz zuführt, die Lautstärke des Tones bedeutend zunimmt, während ein stärkeres Schwirren nicht beobachtet werden kann. Ebenso wird das Einsetzen der Fühlgrenze nicht beeinflußt, wenn im anderen Ohr selbst ein Ton über der Fühlgrenze ertönt.

Zur Ausführung dieser Versuche dient die Schaltung in Fig. 14. Um das schon früher beschriebene Schwindelgefühl beim plötzlichen Einschalten eines starken Tones zu vermindern, dient der Widerstand R, durch dessen allmähliches Vergrößern der Generator eingeschaltet wird. Bei den verschiedenen Stellungen des Schalters S ertönt der eine oder andere Fernhörer oder beide zusammen. Der Widerstand ϱ gestattet die Schallstärke in einem Fernhörer so einzustellen, daß die Fühlgrenze in beiden Ohren bei der gleichen Stromstärke J erreicht wird, die man als Maß der Veränderung der Fühlgrenze verwenden kann. Als Meßfrequenz ist am angenehmsten ein Ton von 200 Hz., für den die Lautstärke an der Fühlgrenze ganz bedeutend kleiner ist,

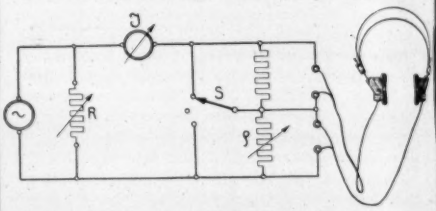


Fig. 14. Schaltung zur Beobachtung der Erscheinungen an der Fühlgrenze.

als z. B. für einen Ton von 800 Hz., dessen Lautstärke an der Fühlgrenze für Versuche bereits ganz unerträglich wird. Dies weist auch gleichzeitig darauf hin, daß die Fühlgrenze keine Kurve gleicher Lautstärke ist.

4. Die Beziehungen zwischen den Unterschiedsschwellen für Amplituden- und Frequenzänderungen.

Nachdem es wohl mehr wie wahrscheinlich ist, daß die Nervenerregung an den verschiedenen Stellen der Basilarmembran eine gleichartige ist, so wollen wir als erste Anwendung ermitteln, wieso die Frequenzabhängigkeit der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen entsteht. Um letztere zu bestimmen, wurde ähnlich verfahren wie früher, indem zwei aufeinanderfolgende Tonimpulse auf Frequenzgleichheit geprüft wurden. Dazu dient die in Fig. 15 dargestellte Schaltung. Die stufenweise Änderung der Frequenz wird dadurch erzielt, daß dem Kondensator des Schwingungskreises des Röhrengenerators kleine, durch den Mischschalter auswählbare Kondensatoren parallel geschaltet werden. Diese Kondensatoren wurden aus alten Rundfunkdrehkondensatoren hergestellt, derart, daß auf einer gemeinsamen Achse sämtliche drehbare Scheiben der Kondensatoren befestigt waren. Die erste Stufe, siehe Fig. 15, besaß dabei eine drehbare Scheibe, die zweite Stufe zwei usw., immer um eine Scheibe mehr. Dadurch wird bewirkt, daß beim Drehen

1) Zitiert bei E. Meyer, Handb. d. Phys. H. Geiger und K. Scheel, Bd. VIII. S. 502.

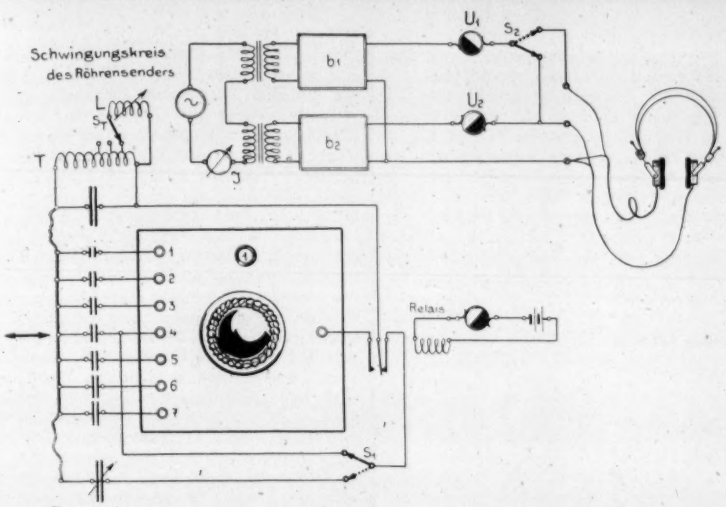


Fig. 15. Schaltung zur Messung der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen.

der Kondensatorachse sämtliche Kondensatoren sich um das Gleiche vervielfachen, so daß sich die Größe der Frequenzänderung Δn bei allen Stufen sich gleichförmig vergrößert. Um bei dieser Anordnung mit ganz kleinen Kapazitäten auch bei den tiefen Frequenzen auszukommen, wurde so verfahren, daß die Kapazität des Schwingungskreises mittels eines Autotransformators T, herabtransformiert wurde. Dadurch wird der Scheinwiderstand des Kondensators erheblich verkleinert und dies wirkt genau so, als ob die Kapazität in einem entsprechenden Maße vergrößert worden wäre. Durch den Schalter S_T konnte auf diese Weise die Kapazität in groben Stufen geändert werden, wobei die durch das Hinzuschalten der kleinen Kondensatoren bewirkte relative Änderung der Frequenz stets die gleiche blieb. Dies ist deshalb bei der Messung bequem, da die Unterschiedsschwelle, d. h. $\frac{\Delta n}{n}$ sich mit der Frequenz nur wenig ändert, was durch Verstellen der Drehachse des Kondensators ausgeglichen werden kann. Zur genauen Einstellung der Meßfrequenz wurde die Selbstinduktion L des Schwingungskreises durch Verschieben des offenen Eisenkernes geändert. Das Relais, das automatisch betätigt wird, ist so eingestellt, daß während dem ersten Impuls stets die mittlere Stufe eingeschaltet ist, bei dem zweiten Impuls je nach der Stellung des Mischschalters eine der verschiedenen Stufen. Das Ein- und Ausschalten der Töne besorgen die Unterbrecher U_1 und U_2. Der Strommesser J dient dazu, um festzustellen, daß nicht etwa durch falsche Einstellung der Siebketten des Röhrensenders die Frequenzänderung auch eine Amplitudenänderung bewirkt. Will man die Unterschiedsschwelle bestimmen, wenn die Impulse auf beide Ohren verteilt sind, so schaltet man S_2 nach oben. Gleichzeitig kann es vorkommen, daß die gleiche Frequenz im anderen Ohr höher oder tiefer gehört wird, so daß durch den Schalter S_1 die Frequenz der mittleren Stufe geändert werden muß, damit in beiden Ohren die Töne gleich hoch erscheinen, wenn der Mischschalter auf der mittleren Stufe steht.

Da zum Erfassen der Frequenz eines Tones eine gewisse Zeit notwendig ist, so wurde für

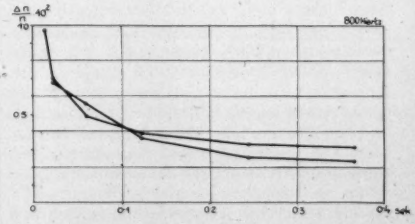


Fig. 16. Die Abhängigkeit der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen von der Dauer der zu vergleichenden Tonimpulse.

die Schallstärke, die das 100 fache der Hörschwelle beträgt und bei den Messungen der Frequenzänderungen verwendet wurde, die Abhängigkeit der Unterschiedsschwelle von der Dauer der Tonimpulse ermittelt. Sie ist für zwei verschiedene Personen und 800 Hz. in Fig. 16 zu sehen. Da bei tieferen Frequenzen sich das Abfallen der Kurven auf eine etwas längere Zeit erstreckt, so wurde als Dauer der Tonimpulse 1,0 Sek. gewählt, wo eine weitere Vergrößerung der Tondauer keine Änderung der Unterschiedsschwelle ergibt. Für die zwischen den Impulsen einzuhaltende Pause gelten die gleichen Betrachtungen wie früher.

Ausgehend von der bereits bei Knudsen erwähnten Tatsache, daß kleine Frequenzänderungen und kleine Amplitudenänderungen leicht

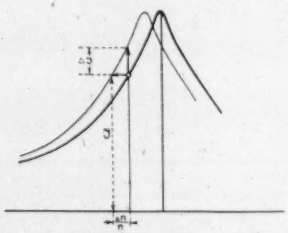


Fig. 17. Zur Beziehung zwischen der Unterschiedsschwelle für Amplituden- und Frequenzänderungen.

vertauscht werden können, erkennt man aus Fig. 17, daß tatsächlich eine kleine Verschiebung der Erregungskurve, wie sie eine Frequenzänderung bewirkt, nur dadurch wahrgenommen werden kann, daß die Änderung der Erregungsstärke an den einzelnen Punkten zum Bewußtsein kommt. Der Unterschied besteht lediglich darin, daß bei einer Amplitudenänderung die Erregung sämtlicher Punkte relativ um gleichviel geändert wird, während bei einer Frequenzänderung die Größe der relativen Änderung an den verschiedenen Stellen verschieden ist und auf beiden Seiten der Erregungskurve ein anderes Vorzeichen hat.

Es bestehen somit zwischen den Unterschiedsschwellen mannigfache Beziehungen, z. B. ändert sich die Unterschiedsschwelle für Frequenzänderung nicht, wenn die beiden Tonimpulse auf beide Ohren verteilt werden. Führt man die Messungen im einen Ohr aus und überlagert dabei dem anderen Ohr einen konstanten Ton gleicher Frequenz, so ändert sie sich mit der scheinbaren Lautstärke des Tones in ganz gleicher Weise, wie es die Fig. 10 für die Amplitudenänderungen darstellt. Auch die prozentuale Änderung beider Unterschiedsschwellen ist gleich, wenn man von der Hörschwelle ausgehend die Schallstärke vergrößert. Da die Basilarmembran eine ausgesprochene Querfaserung besitzt, so breitet sich eine auf ein Gebiet beschränkte Deformation mit der Zeit nicht nach beiden Seiten aus, ähnlich, wie es bei den übrigen Geweben im allgemeinen stattfindet, wie z. B. bei einem auf die Haut gesetzten Gewicht, wo die Breite des Deformationsgebietes selbst nach 30 Sek. noch zunimmt. Es bleibt somit die Form der Erregungskurve auch bei längerer Toneinwirkung erhalten. Da beide Unterschiedsschwellen auf der Wahrnehmbarkeit der Erregungsänderung beruhen und eine Änderung der Erregung infolge mit der Zeit allmählich zunehmender Deformation der Basilarmembran nicht eintritt, so ist zu erwarten, daß beide Unterschiedsschwellen sich mit der Ermüdung in gleicher Weise ändern. Um dies zu prüfen, wurde dem Tone eine Schallstärkenschwankung überlagert und deren Größe so eingestellt, daß beim Einschalten des Tones die Schwankung sofort eben merkbar war. Verkleinerte man die Schwankung zu einem gewissen Betrag, so verging eine in der Tabelle I angegebene Zeit, nach dem Einschalten des Tones, bis die Schwankungen hörbar wurden. Ähnliche Messungen wurden auch mit den Tonhöhenschwankungen ausgeführt, wozu ein mit 4 Umd./Sek. rotierender Drehkondensator diente, dessen Kapazitätsänderungen durch Reihenschalten mit einem kleinen fixen Kondensator eingestellt werden konnten.

Tabelle I.

800 Hz. Schallstärke 10 Dyn/cm².

Die Verkleinerung der Unterschiedsschwelle betrug das	Die Amplitudenschwankungen wurden wahrgenommen nach	Die Frequenzschwankungen wurden wahrgenommen nach
1,00 fache	0 Sekunden	0 Sekunden
1,35 ,,	22 ,,	19 ,,
1,82 ,,	37 ,,	40 ,,
2,72 ,,	61 ,,	66 ,,
3,67 ,,	140 ,,	150 ,,

Um weiter Beziehungen zwischen den Unterschiedsschwellen zu erhalten, ist es notwendig, den ungefähren Verlauf der in Fig. 17 dargestellten Erregungskurve zu kennen, insbesondere ist zu ermitteln, um wieviel sich die Erregungsstärke an einem gewissen Punkt ändert, wenn die Frequenz des Tones geändert wird. Da die Verteilung der Erregung längst der Basilarmembran beim Weiterleiten durch die Nerven infolge der Kontrastwirkung immer mehr zugespitzt wird, so ist es notwendig, die Form dieser Kurve in den höheren Gebieten des Gehirnes zu ermitteln, am besten in der Nähe jener Stelle, wo die Größe der Erregungsänderung unmittelbar zum Bewußt-

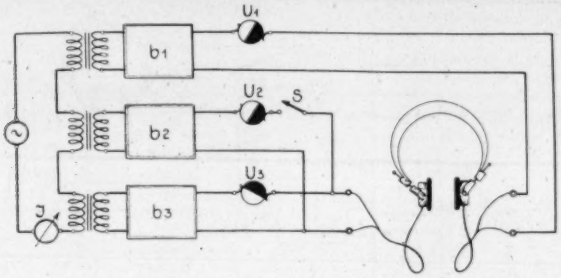


Fig. 18. Anordnung zur Bestimmung der Lautstärkezunahme, die erfolgt, wenn dem zweiten Ohr ein dem ersten Ohr gleicher Ton zugeführt wird.

sein kommt. Bis zu einem gewissen Grade kann man diesen Bedingungen genügen, wenn man die Lautstärkezunahme bestimmt, die man empfindet, wenn zu dem Ton im einen Ohr ein gleich lauter Ton verschiedener Frequenz im anderen Ohr zugeschaltet wird. Es findet nämlich die Vereinigung der Hörnerven in einer höheren Gehirnzone statt, so daß wir ohne allzu großen Fehler voraussetzen können, daß die Kontrastwirkung von der Vereinigungsstelle der beiden Nerven bis zu der Stelle, wo die Lautstärkenänderung zum Bewußtsein kommt, zu vernachlässigen ist und daher die von beiden Ohren kommenden Erregungen an den einzelnen Stellen direkt addiert werden können. Bei gleicher Lautstärke und Frequenz der Töne in beiden Ohren muß dann allerdings keine Lautstärkeverdopplung eintreten, da die Größe der Erregung, die vom einen Ohr in die Nervenbahn des anderen Ohres gelangt, ja nicht ebenso groß sein muß wie die Erregung in dieser Nervenbahn selbst.

Die Anordnung, mit der die Lautstärkezunahme gemessen werden kann, die entsteht, wenn im anderen Ohr ein gleich lauter Ton der gleichen Frequenz zugeführt wird, ist in Fig. 18 dargestellt. Zunächst schaltet man den Schalter S aus und stellt die Eichleitung b_3 so ein, daß die Töne in beiden Fernhörern gleich laut erscheinen. Hierauf stellt man b_2 auf den eben gefundenen Wert von b_3, schließt den Schalter S, so daß nun gleichzeitig beide Fernhörer ertönen und ändert den darauf folgenden Tonimpuls durch b_3 so lange, bis beim gleichzeitigen Ertönen beider Fernhörer der Ton eben so laut erscheint, wie wenn nur der eine Fernhörer eingeschaltet ist. Der Stromzeiger J dient dazu, um zu zeigen, daß durch Schließen der einzelnen Schalter U_1, U_2 und U_3 die Größe des Generatorstromes nicht beeinflußt wird, was durch ein entsprechendes Einstellen der Eichleitungen leicht erreicht werden kann. Die im ganzen Frequenzbereich für eine Schallstärke, die das Hundertfache der Hörschwelle betrug, erhaltenen Lautstärkevervielfachungen, die sich aus den beiden eingestellten Werten von b_3 ergeben, sind in Fig. 19 für verschiedene Personen eingetragen. Der Mittelwert, der etwa eine 1,6fache Lautstärkeerhöhung angibt, zeigt sich von der Frequenz vollständig unabhängig, was auch erwartet wurde.

Da zu diesen Versuchen mit Filz abgedichtete Fernhörer verwendet wurden, so kann diese Lautstärkezunahme nicht etwa durch ein Hinüberfließen des Schalles von einem Ohr zum andern

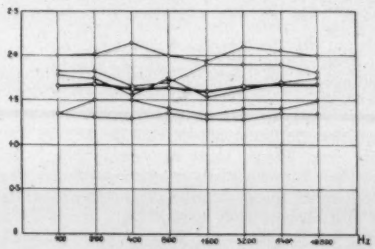


Fig. 19. Lautstärkezunahme beim gleichzeitigen Hören mit zwei Ohren.

vorgetäuscht werden. Jedoch auch die Knochenleitung spielt keine Rolle, denn die Schallzufuhr durch Knochenleitung ist ganz unbedeutend gegenüber derjenigen durch Luftleitung, wie mittels der Schaltung in Fig. 18 leicht gezeigt werden kann. Man schaltet zu diesem Zweck den Schalter S aus und stellt die Eichleitung b_3 so ein, daß die Lautstärke der in beiden Ohren gehörten Töne gleich groß wird. Verlötet man nun die Öffnung des linken Fernhörers, so daß keine Schallübertragung durch Luftleitung stattfinden kann, so muß man die Schallstärke des Fernhörers durch Verändern der Eichleitung b_3 mindestens um das 10^3—10^4 fache vergrößern, bis wiederum Lautstärkegleichheit eintritt. Es ist daher die Knochenleitung um diesen Betrag klei-

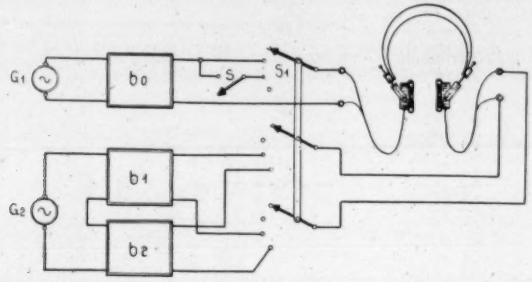


Fig. 20. Anordnung zur Messung der Erregungskurve bei Ermüdung.

ner als die Luftleitung, so daß sie neben ihr meist vernachlässigt werden kann. Es ist zweckmäßig, als Anfangsschallstärke bei diesen Versuchen möglichst kleine Werte zu nehmen, damit bei der starken Stromstärkeerhöhung der Fernhörer nicht überansprucht wird und z. B. durch Anschlagen der Membran an den Magneten etwa niedrigere Werte vorgetäuscht werden. Wie die Messung zeigt, ist dieses Verhältnis zwischen Luft und Knochenleitung im ganzen verwandten Lautstärke- und Frequenzbereich das gleiche und ändert sich bei verschiedenen Fernhörern nur sehr wenig.

Wenn C. Stumpf[1]) und v. Hornbostel[2]) angeben, keine derartige Lautstärkeerhöhung beobachten zu können, so beruht das vielleicht darauf, daß sie mit kleinen Lautstärken arbeiteten, wo die Unterschiedsschwelle so groß wird, daß eine kleine Lautstärkevermehrung nicht mehr mit Sicherheit als solche empfunden wird. Ganz sicher spielt dies für die Feststellung, daß die Hörschwelle sich nicht erhöht, wenn gleichzeitig beiden Ohren ein Ton von der Größe der Hörschwelle zugeführt wird. Denn an der Hörschwelle ist die Unterschiedsschwe le bereits derart groß, daß eine etwa eintretende Lautstärkeverdopplung nicht mehr beobachtet werden kann. Man gelangt hier nur dann zum Ziel, wenn man nach dem Eingrenzverfahren arbeitet, wobei bei genügender Anzahl von Beobachtungen bedeutend kleinere Änderungen als die Unterschiedsschwelle gemessen werden können. Zu diesem Zweck verändert man den im einen Ohr ertönenden Vergleichston so lange durch Verstellen von b_2, bis er eben als größer angegeben wird und dann von größeren Werten beginnend, bis er kleiner erscheint, um dann aus sämtlichen Beobachtungen den Mittelwert zu bilden. Da hierbei nur eine Lautstärkeänderung eintritt, so kommt einem der Unterschied zwischen Lautstärkezunahme und der Zunahme der Tonfülle, wie sie beim Hinzuschalten des Tones im anderen Ohr auftritt, ganz deutlich zum Bewußtsein, so daß uns wohl kaum eine Verwechslung beider Erscheinungen vorgeworfen werden kann, und zwar um so mehr als die meisten Versuchspersonen an den Lautstärkevergleich verschiedenartiger Eindrücke, wie z. B. die eines Knalles und eines Tonimpulses, gewöhnt waren.

Wir können nun mit Hilfe der Schaltung in Fig. 20 zeigen, daß in der Tat die Form der Erregungskurve durch eine Vorermüdung durch einen Dauerton nicht geändert wird, indem wir die Lautstärkezunahme ermitteln, die erfolgt, wenn dem anderen Ohr ein gleich lauter Ton, jedoch verschiedener Frequenz, hinzugeschaltet wird, einmal ohne Vorermüdung und dann mit Vorermüdung. Zunächst stellt man b_1, die von dem Generator mit der veränderlichen Frequenz gespeist wird, so ein, daß die Lautstärke ebenso groß ist wie die des Generators G_1 mit der konstanten Frequenz, wozu bei geöffnetem Schalter S der Schalter S_1 zwischen den beiden mittleren Stufen betätigt wird. Schaltet man nun S kurz, so ertönen in der vorletzten untersten Stufe die beiden Töne auf einmal, deren Lautstärke mit dem in der untersten Stufe des Schalters und durch Verändern von b_2 einstellbarem Tone verglichen wird. Aus den Stellungen von b_1 und b_2 läßt sich die Lautstärkezunahme ermitteln. Um die Lautstärkezunahme bei Vorermüdung festzustellen, läßt man den Schalter zwei Minuten lang auf der zweiten Stufe stehen, stellt dann b_1, bei geöffnetem Schalter S, so ein, daß die Töne in den beiden Fernhörern gleich sind. Hierauf wiederholt man die Ermüdung nach einer angemessenen Pause, bei geschlossenem Schalter S, und vergleicht nach Ablauf von zwei Minuten die Lautstärke auf der 3. und 4. Stufe des Schalters. Die erhaltenen Werte sind in Fig. 21 dargestellt, wobei sich die Kreise auf die Messungen

1) C. Stumpf, Die Sprachlaute, S. 307, 1926.
2) E. M. v. Hornbostel, Psychol. Forschung, Bd. 4, 1923.

ohne Vorermüdung beziehen, die Punkte auf diejenigen mit Vorermüdung.

Die Lautstärkezunahme, die erfolgt, wenn dem anderen Ohr ein gleich lauter Ton jedoch verschiedener Frequenz zugeführt wird, wurde für verschiedene Frequenzen n ermittelt, wozu die Schaltung in Fig. 18 dienen kann, bei der diesmal jedoch die Eichleitung b_1 von einem zweiten Generator mit der Frequenz $n + \Delta n$ gespeist wurde. Um möglichst genau zu ermitteln, wie

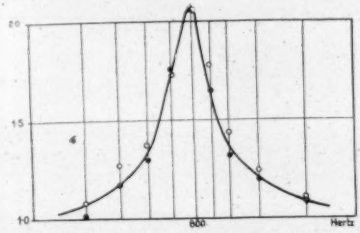


Fig. 21 zeigt, daß die Ermüdung die Erregungskurve nicht beeinflußt.

die Lautstärkezunahme mit größer werdendem Frequenzabstand zwischen beiden Tönen immer kleiner wird, wurde diejenige Versuchsperson verwandt, die wie sich oben zeigte bei gleicher Frequenz beider Töne als größten Wert eine Lautstärkeverdopplung angab. Es ist zweckmäßig, bei den Messungen die Aufmerksamkeit so einzustellen, daß man den dem anderen Ohre zugeführten Ton wechselnder Frequenz als einen Störton auffaßt, der die Lautstärke des Grundtones mit der konstanten Frequenz n zu ändern sucht. Die Meßergebnisse, allerdings nur einer einzigen Versuchsperson, sind in Fig. 22 eingetragen und gelten für Schallstärken, hundertmal so groß, wie die Hörschwelle. Die für 500 Hz.

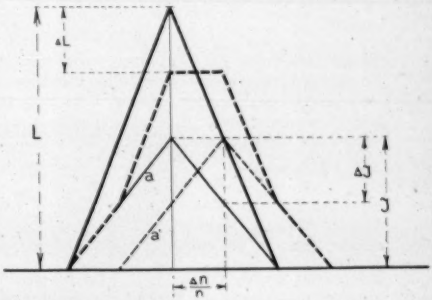


Fig. 23. Berechnung der Erregungskurve aus der Lautstärkezunahme beim Hören mit beiden Ohren.

erhaltenen Werte stimmen mit denen bei anderer Gelegenheit erhaltenen[1]) überein.

Betrachten wir nun Fig. 23, in der a und a′ zwei Erregungskurven schematisch darstellen, so können wir sehen, daß in unserem Falle, wo bei gleicher Frequenz der Töne eine Lautstärkeverdopplung eintritt, die relative Abnahme der Größe der Erregung $\frac{\Delta J}{J}$ an einer Stelle, die um $\frac{\Delta n}{n}$ von

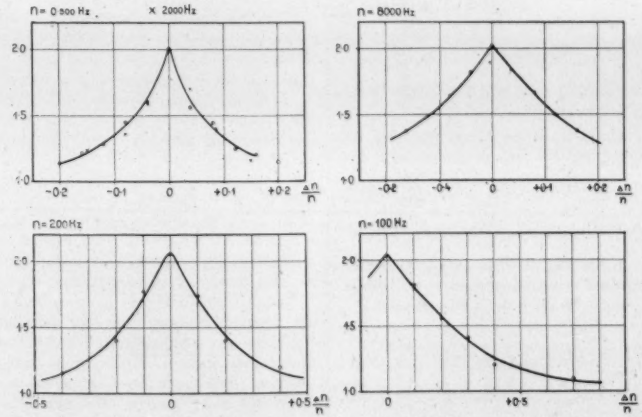


Fig. 22. Zunahme der Lautstärke, wenn dem anderen Ohr ein gleich lauter Ton etwas abweichender Frequenz zugeführt wird.

1) Physik. Zeitschr. **29**, 793, 1928, Fig. 13.

dem Ort maximaler Erregung entfernt ist, doppelt so groß ist, wie die relative Abnahme der Lautstärke $\frac{\Delta L}{L}$, die wir eben messen konnten. Dabei ist die Lautstärke durch das Maximum der Erregungsgröße gegeben. Betrachten wir nun anderseits die Fig. 17, so sehen wir, daß durch eine Verschiebung der Kurve um $\frac{\Delta n}{n}$, d. h. einer Frequenzänderung des Tones um $n \cdot \Delta n$, sich die Größe der Erregung an den verschiedenen Stellen verschieden stark ändert. Diese Verschiebung der Erregungskurve, d. h. Frequenzänderung wird dann merkbar, wenn an einer Stelle die relative Änderung der Erregung $\frac{\Delta J}{J}$ einen Wert erreicht, der der Unterschiedsschwelle gleichkommt. Da nun die ermittelten Erregungskurven zeigen, daß die bei einer kleinen Verschiebung auftretende relative Änderung $\frac{\Delta J}{J}$ in dem oberen Teil der Kurve nahezu konstant ist und auch einen Maximalwert darstellt, so ist der obere Teil der Erregungskurve für die Beobachtbarkeit der Frequenzänderung maßgebend. Bezeichnen wir die Steilheit der Erregungskurve an irgendeinem Punkte in Fig. 17 mit S, so ergibt sich für die Unterschiedsschwelle für Frequenzänderung USf und der Unterschiedsschwelle für Amplitudenänderung USa die Beziehung

$$S = \frac{\frac{\Delta J}{\Delta n}}{n}; \quad \frac{S}{J} = \frac{\frac{\Delta J}{\Delta n}}{n} = \frac{USa}{USf},$$

dabei ist $\frac{S}{J}$ die relative Steilheit der Erregungskurve und doppelt so groß wie die relative Steilheit der Lautstärkeänderung in Fig. 22.

Wenden wir z. B. obige Gleichung auf die Messungen von 500 Hz. an, so finden wir, daß die relative Lautstärke sich um $\frac{\Delta L}{L} = \frac{0{,}5}{2{,}0}$ ändert, wenn sich die Frequenz um $\frac{\Delta n}{n} = 0{,}043$ ändert, was aus den in die Fig. 22 links oben einzuzeichnenden Tangenten ermittelt werden kann. Folglich ist die relative Steilheit der Lautstärkekurven $\frac{\frac{\Delta L}{L}}{\frac{\Delta n}{n}} = \frac{0{,}5}{2 \times 0{,}043} = 5{,}8$ und die der Erregungskurve $\frac{S}{J} = 11{,}6$. Anderseits fand z. B. Knudsen für einen Ton von 500 Hz. und einer hundertmal so großen Schallstärke, wie die Hörschwelle für den eben merklichen relativen Energiezuwachs $\frac{\Delta E}{E} = 0{,}10$, d. h. für die relative Amplitudenänderung die Hälfte $\frac{\Delta J}{J} = 0{,}05$. Für die Unterschiedsschwelle für Frequenzänderung ergab sich $\frac{\Delta n}{n} = 0{,}003$. Trotzdem beide Messungen mit Dauertönen ausgeführt wurden und somit wegen der Ermüdung zu kleine Werte geben, fällt dieser Einfluß in ihrem Verhältnisse heraus und es ergibt sich

$$\frac{USa}{USf} = 16{,}7, \text{ gegenüber } \frac{S}{J} = 11{,}6.$$

Wir sehen daraus, daß wenigstens der Größennormung nach sich die eine Unterschiedsschwelle aus der anderen berechnen läßt.

Auch die Frequenzabhängigkeit der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen ergibt sich, indem wie aus Fig. 22 ersichtlich, die Steilheit der Erregungskurve für einen Ton von 2000 Hz. sich nicht merklich von der für einen Ton von 500 Hz. unterscheidet, während für die übrigen Frequenzen eine kleinere Steilheit und damit ein größerer Wert für die Unterschiedsschwelle für Frequenzänderung sich ergibt, genau wie die Messungen der Unterschiedsschwelle es zeigen. Daß der aus den Unterschiedsschwellen berechnete Wert der Steilheit der Erregungskurve größer ist als der durch die Lautstärkezunahme gemessene, spricht dafür, daß von der Kreuzung der Hörnerven bis zu der Stelle im Gehirn, wo die Lautstärkeänderung zum Bewußtsein kommt, noch eine Nervenstrecke durchlaufen werden muß, wo infolge der Kontrastwirkung eine weitere Zuspitzung der Erregungskurve erfolgt.

Daß die Beobachtbarkeit einer Verschiebung der Erregungskurve von der Stärke des Abfalles der Erregung abhängt, zeigt am besten, als optische Analogie die Fig. 24[1]), wo in dem oberen Bild, das durch Rotation des unteren Bildes entstand, die Verschiebung der einen Hälfte des Bildes nur an dem schmalen Lichtstreifen beobachtbar ist. So selbstverständlich dies erscheinen möchte, so ist es doch notwendig, darauf hinzuweisen, denn es ist somit die eben merkbare räumliche Verschiebung der Erregungskurve auf der Basilarmembran von der Steilheit der Erregungskurve abhängig und somit für jede Frequenz eine andere. Wir können somit nicht annehmen, daß jeder eben merkbaren Frequenzänderung eine gleiche Verschiebung auf der Basilarmembran entspricht, wie es R. L. Wegel

1) Auf Tafel XVI.

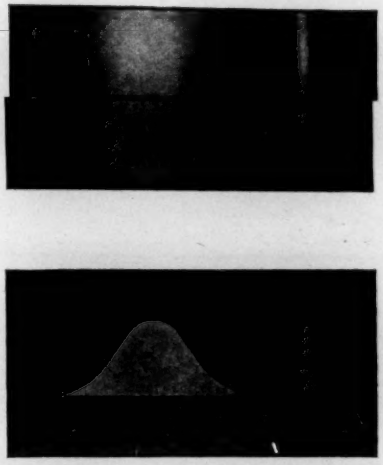


Fig. 24. Die Verschiebung eines Erregungsgebietes ist um so deutlicher wahrnehmbar, je stärker die Größe der Erregung am Rande des Erregungsgebietes abfällt.

und C. E. Lane[1]) bei der Berechnung der jeder Frequenz entsprechenden Stelle maximaler Erregung auf der Basilarmembran vorausgesetzt haben. Da wir nur die Änderung der Erregungsstärke in Abhängigkeit von der Frequenz ermitteln können, so können wir die wirkliche Steilheit der räumlichen Erregungsverteilung im Nervensystem, auf die es hier ankommt, nicht angeben und somit vorläufig noch keine genaue Berechnung ausführen. Sehen wir jedoch von dieser Korrektion ab, so können wir folgendes feststellen. Wäre die für jede Frequenz entsprechende Stelle maximaler Erregung für die verschiedenen Frequenzen des Hörbereiches gleichmäßig längs der Basilarmembran verteilt, so würde die eben beobachtbare Verschiebung der Erregungskurve für sämtliche Frequenzen wenigstens der Größenordnung nach die gleiche Frequenzdifferenz Δn ergeben. Nun ist jedoch bei der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen nicht Δn konstant, sondern der Größennormung nach $\frac{\Delta n}{n}$, d. h. die gleiche Verschiebung erzeugt mit zunehmender Frequenz eine proportional größer werdende Frequenzänderung, so daß daher die Erregungsstellen der höheren Frequenzen ganz nahe aneinander gedrängt sind, während die der tieferen Frequenzen sich auf eine größere Länge der Basilarmembran verteilen.

Die Zweckmäßigkeit dieser merkwürdigen Verteilung der Frequenzen längs der Basilarmembran können wir verstehen, wenn wir auf unseren Fall den in der vergleichenden Anatomie gebräuchlichen Satz anwenden, daß sich im Laufe der Zeit jedes Organ so entwickelt, daß es seine Aufgabe am besten erfüllen kann. Es ist somit wahrscheinlich, daß die an einer Stelle der Basilarmembran für eine gewisse Frequenz sich im Laufe der Zeit ausgebildeten günstigsten Bewegungs- und Erregungsverhältnisse auch für die anderen Teile der Membran gleich sein werden, d. h., daß an den verschiedenen Stellen der Basilarmembran die Bewegungen einander ähnlich sind. Nun hängt die Bewegungsform der Membran ab von der Frequenz n, von der Dichte ϱ, dem Reibungskoeffizienten η, der früher[2]) eingeführten Elastizität ε der Membran und von der Änderung der Spannung der Membran pro Längeneinheit, die wir am besten durch die Änderung der Frequenz der Erregungsstellen pro Längeneinheit $\frac{\Delta n}{\Delta l}$ kennzeichnen. Sollen nun die Bewegungen der Basilarmembran an ihren verschiedenen Stellen ähnlich sein, so müssen die beiden dimensionslosen Produkte, die sich aus den fünf Variablen bilden lassen, konstant sein, d. h.

$$\left(\frac{\Delta n}{\Delta l}\right)^2 \cdot \frac{\mu}{n^3 \cdot \varrho} = \text{konst}; \quad n^2 \varrho \varepsilon = \text{konst}.$$

Die erste Beziehung läßt sich auch schreiben:

$$\frac{\Delta n}{\Delta l} = n \cdot \sqrt{n} \cdot \sqrt{\text{konst} \cdot \frac{\varrho}{\eta}} = n \sqrt{n}\ \text{Konst}.$$

Wie man sieht, nimmt die Änderung der Frequenz pro Längeneinheit mit zunehmender Frequenz zu. Da wir die mittlere Dichte ϱ und den mittleren Reibungskoeffizienten η längs der Membran als konstant betrachten dürfen, so können wir die ideale Verteilung der Frequenzen längs der Basilarmembran durch Integration obiger Gleichung bestimmen. Rechnen wir die Länge der Basilarmembran vom Steigbügel aus, so ergibt sich für $l = o$ die oberste Hörgrenze $n = 15000$ und für die größte Länge der Basilarmembran $l = 31{,}0$ mm, die tiefste als Ton wahrnehmbare Frequenz $n = 16$. Die berechneten Zwischenwerte sind in der Tabelle II dargestellt. Genau wird diese Berechnung allerdings

Tabelle II.

Frequenz in Hertz . . .	15 000	10 000	1 000	100	16
Entferng. von dem Steigbügel in mm	0,0	0,247	3,01	11,8	31,0

nicht sein, da außer den angenommenen Variabeln sicher noch andere eine Rolle spielen. Doch zeigt die Betrachtung, daß diese vorerst unverständliche Verteilung der Frequenz gerade vom anatomischen Standpunkt als zweckmäßig bezeichnet werden muß.

Da gelegentlich noch angezweifelt wird, daß die maximale Erregungsstelle und damit die Tonhöhe eines Tones durch die mechanischen Eigenschaften der Basilarmembran bestimmt wird, so soll gezeigt werden, daß durch Änderung der elastischen Eigenschaften der Basilarmembran tatsächlich eine Tonhöhenänderung erzielt werden kann. Drückt man nämlich die beiderseits der Luftröhre befindlichen Venen des Halses mit dem Zeigefinger und dem Daumen zu, indem man die Handfläche der rechten Hand nach außen kehrt und unterhalb des Kinns gegen den Hals drückt, so tritt eine Stauung des Blutes im Kopfe ein, wodurch die einzelnen Kapillaren gespannt werden und daher die elastischen Kräfte aller Gewebe sich erhöhen. Auch in einem großen Teil der Basilarmembran, der als schwingungs-

1) R. L. Wegel und C. E. Lane, Electrical Communication, Vol. 3, 49, 1924, Phys. Rev. **23**, Nr. 2, 1924.

2) G. v. Békésy, Physik. Zeitschr. **29**, 794, 1928.

fähig bezeichnet werden muß, befinden sich Blutgefäße, die durch ihr Anschwellen die Elastizität der Membran erhöhen, wodurch die Erregungsstellen nach den breiteren Stellen der Basilarmembran wandern, was einer Tonvertiefung gleich kommt. Läßt man anderseits auf das Trommelfell einen Druck wirken, so wird der Steigbügel in die Schnecke hineingedrückt, die Kapillaren werden zusammenschrumpfen, ihre Steifheit läßt nach und es tritt eine Erhöhung der Frequenz ein. Beide Erscheinungen beobachtet man z. B. mit der in Fig. 15 dargestellten Schaltung bei nach unten gestelltem Schalter S_2. Zunächst stellt man den Mischschalter so ein, daß die beiden aufeinanderfolgenden Tonimpulse gleich hoch erscheinen. Führt man dann die Beobachtung so aus, daß man nach dem Ertönen des ersten Impulses in der etwa zwei Sekunden lang dauernden Pause zwischen beiden Tonimpulsen die Halsvenen zudrückt, so beobachtet man deutlich ein Tieferwerden des zweiten Tonimpulses. Bedient man sich eines Fernhörers, der den Luftdruck im Gehörorgan zu erhöhen erlaubt[1]), so ist, wenn man in der Pause zwischen beiden Impulsen mittels eines Gummiballes den Luftdruck auf 10 cm Wassersäule erhöht, eine deutliche Erhöhung der Frequenz festzustellen. Führt man die Blutdruckänderung und die Druckerhöhung auf das Trommelfell auf einmal aus, so können sich bei richtiger Größe beide Wirkungen aufheben. Alle diese Frequenzänderungen, die etwa 2 Proz. betragen und deren Größe dadurch ermittelt wird, daß man den Mischschalter auf einen Wert einstellt, bei dem bei Ausführung der Druckänderungen keine Frequenzänderung zu beobachten ist, wurden von mehreren unbewußten Beobachtern der Größe und Richtung nach gleichartig angegeben. Als Schallstärke wählt man zweckmäßig das Hundertfache der Hörschwelle, damit die etwa entstehenden Oberwellen bei der Druckerhöhung im Gehörgang von dem Grundton leicht getrennt werden können und somit keine Frequenzerhöhung vortäuschen.

Gleichzeitig mit der Tonhöhenänderung tritt auch eine Änderung der Lautstärke ein, auf die bereits G. Kerekes[2]) hingewiesen hat, indem er zeigte, daß beim Zudrücken der Halsvenen die Lautstärke eines durch Knochenleitung zugeführten Schalles abnimmt. Das Gleiche ist auch für die Luftleitung zu zeigen, denn man muß in der Schaltung von Fig. 15 durch Ändern der Dämpfung der Eichleitung b_2 die Schallstärke des zweiten Tonimpulses meist auf das 1,6 fache vergrößern, damit beim Zudrücken der Venen in der Pause zwischen den beiden Tonimpulsen der zweite Impuls dem ersten gleich laut erscheint.

Die Abnahme der Lautstärke bei einer Blutdruckerhöhung erfolgt dadurch, daß bei der Stauung des Blutes in den Gefäßen sich die Kapillaren erweitern, wodurch die Flüssigkeit in der Schnecke den Steigbügel und das runde Fenster nach außen treiben. Dadurch werden die Fasern des Steigbügels und des Trommelfelles gespannt, so daß die Schwingungsfähigkeit abnimmt. Daß diese Vorstellung zutrifft, zeigt sich darin, daß die Lautstärkeabnahme vollständig kompensiert werden kann, wenn gleichzeitig im Gehörgang eine Druckerhöhung von etwa 10 cm Wassersäule erfolgt, wodurch sich die beiden Kräfte auf dem Steigbügel aufheben. Auch läßt sich zeigen, daß, wenn das Trommelfell dauernd unter Druck gehalten wird, so daß der Steigbügel nach innen gedrückt ist, ein Zudrücken der Halsvenen nun keine Lautstärkeabnahme, sondern eine Erhöhung der Lautstärke bewirkt, indem die durch den Luftdruck bewirkte Spannung aufgehoben wird. Am zweckmäßigsten führt man diese Beobachtungen bei tiefen Frequenzen, etwa 300 Hz., aus, da die elastischen Kräfte bei den hohen Schwingungszahlen bereits so groß sind, daß ihre weitere Erhöhung keinen so großen Einfluß hat wie bei den tiefen Frequenzen, wo die Basilarmembran und damit der Steigbügel sehr viel leichter beweglich sind.

5. Theorie der Schwebungen.

Als eine weitere Anwendung der Beobachtung, daß die Hörnerven längs der Basilarmembran gleichartig gebaut sind, wollen wir die Frequenzabhängigkeiten der Schwebungserscheinungen ermitteln. Da wegen der großen Dämpfung der Bewegung der Basilarmembran sich bei einer Toneinwirkung die Erregung auf ein breites Gebiet erstreckt, so müssen wir annehmen, daß bei zwei schwebenden Tönen wegen der kleinen Frequenzdifferenz sich die Erregungsgebiete beider Töne zum größten Teil überdecken. Setzen wir daher die Schwingungen der beiden Töne mit den Amplituden A_1 und A_2 und den Frequenzen n_1 und n_1 zusammen, so zeigt eine einfache Rechnung, daß wir die schwebenden Töne auffassen können als einen einzigen Ton, der seine Amplitude mit der Schwingungsfrequenz $\nu = n_1 - n_2$ ändert, gleichzeitig aber auch seine Frequenz im Takte der Schwebungen um den Betrag $\Delta n = \nu \frac{2 A_1 A_2}{A_1^2 - A_2^2}$ hin und her schwankt. Nur dann, wenn die Amplitude der beiden schwebenden Töne gleich groß ist $A_1 = A_2$, ist mit der Amplitudenschwankung keine Frequenz-

1) Physik. Zeitschr. **30**, 119, 1929, Fig. 7.
2) G. Kerekes, Zeitschr. f. Hals-, Nasen- u. Ohrenheilkunde **18**, 458, 1927.

schwankung verbunden, indem dann der Ton die konstante Frequenz $\frac{n_1+n_2}{2}$ besitzt. Da die Vorstellung eines Tones mit veränderlicher Frequenz etwas unübersichtlich ist, so können wir uns die Schwebungen zwischen Tönen mit ungleicher Amplitude $A_1 > A_2$ so vorstellen, daß wir den Ton mit der größeren Amplitude A_1 in

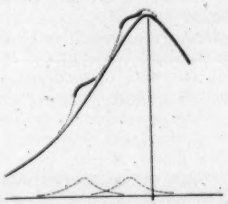


Fig. 25. Die Rolle der Kontrastwirkung bei den Schwebungen.

zwei Töne gleicher Frequenz zerlegen, wovon der eine die gleiche Amplitude besitzt wie der Ton mit der kleineren Amplitude A_2, welche letztere zusammen einen schwebenden Ton mit der konstanten Frequenz $\frac{n_1+n_2}{2}$ ergeben, wobei nun diese veränderlichen Druckwirkungen des schwebenden Tones dem konstanten Druck überlagert sind, der von dem übrig gebliebenen Teil $A_1 - A_2$ des Tones mit der größeren Amplitude herrührt.

Damit nun die Schwebungen wahrnehmbar werden, muß der veränderliche Druck einen gewissen Betrag erreichen. In Fig. 25 sind schematisch auf der Abszisse, die den veränderlichen Druckamplituden entsprechenden Erregungen für verschiedene Schwebungsfrequenzen durch die gestrichelten Linien eingezeichnet, während die stark ausgezogene Kurve den Verlauf der durch den konstanten Druck bedingten Erregung angibt. Damit nun die Deformation der Erregungskurve durch die hinzukommende veränderliche Erregung wahrgenommen wird, kommt es nicht so sehr darauf an, daß die Größe der Erregungsschwankungen einen gewissen Wert gegenüber der Größe der Dauererregung besitzt, sondern infolge der Kontrastwirkung besonders darauf, daß die Deformation eine gewisse Krümmung besitzt, wie es die stark ausgezogenen Kurvenstücke andeuten. Von dieser Krümmung hängt die Zuspitzung und damit die Trennbarkeit der Schwankungen von der konstanten Erregung ab. Denn es ist klar, daß eine geringfügige Deformation durch Kontrastwirkung eine größere Änderung der Erregung bewirken kann als die Größe der Erregung, die die Deformation bewirkte.

Man ersieht hieraus, daß zwischen den Amplitudenänderungen eines Tones, die dadurch entstehen, daß man mittels eines rotierenden Potentiometers langsam die Amplituden auf und ab schwanken läßt, und den Amplitudenänderungen, die durch Überlagerung eines zweiten Tones als Schwebungen entstehen, ein Unterschied besteht. Denn während bei ersterem die Amplitudenschwankungen dann beobachtbar werden, wenn sie die Größe der Unterschiedsschwelle erreicht haben, die für sämtliche Frequenzen den gleichen Wert hat, hängt bei den Schwebungen die relative Stärke des überlagerten Tones, die notwendig ist, damit die Schwebungen beobachtbar werden, von den Krümmungsverhältnissen der Erregungskurve ab und ist daher für sämtliche Töne verschieden. Die Stärke der Krümmung der Erregungskurve ist von ihrer Steilheit abhängig, die der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderung umgekehrt proportional ist, wie wir oben festgestellt haben. Es wird somit die relative Stärke des zweiten Tones, der beobachtbare Schwebungen erzeugt, um so größer sein müssen, je geringer die Steilheit der Erregungskurve bzg. je größer die Unterschiedsschwelle für Frequenzänderung ist. Es wird uns somit verständlich, wieso bei den Messungen von R. R. Rieß, der die Hörschwelle der Schwebungen bestimmte, die Amplitudenänderung unter gleichen relativen Verhältnissen bei tiefen Frequenzen bedeutend größer ist wie bei hohen Frequenzen, während man nach der Konstanz der Unterschiedsschwelle eine Frequenzunabhängigkeit erwartet hätte. Es ist eben nicht zu vergessen, daß die Schwebungen nicht nur aus einer Amplitudenänderung bestehen, sondern auch aus einer Frequenzänderung des Tones, die ebenfalls in Betracht zu ziehen ist. Daß zwischen den kleinsten beobachtbaren Amplitudenschwankungen bei Schwebungen und der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderung eine Proportionalität besteht, zeigt die Fig. 26, in der die Messungen von Knudsen für die Unterschiedsschwelle der Frequenzänderung mit denen von Rieß[1]) für die Schwebungen logarithmisch aufgetragen sind. Wir dürfen daher annehmen, daß die Bestimmung der eben merkbaren Amplitudenschwankungen bei Schwebungen die Frequenzabhängigkeit der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen ergeben und nicht die der Amplitudenänderung.

1) Phys. Rev. **31**, 872, 1928, Fig. 5. Kurve für das Hundertfache der Hörschwelle. Die Angaben wurden dabei mittels der Formel

$$\frac{\Delta J}{J} = -1 + \sqrt{1 + \frac{\Delta E}{E}}$$

umgerechnet, in der ΔJ die gesamte Amplitudenschwankung darstellt und J den minimalen Wert der Amplitude.

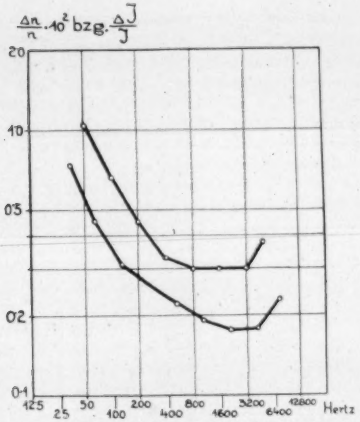


Fig. 26. Zeigt die Proportionalität zwischen der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen und der eben merkbaren Amplitudenänderung bei Schwebungen.

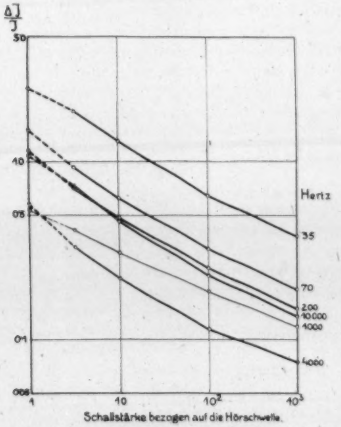


Fig. 27. Nachweis, daß für sämtliche Frequenzen sich die Unterschiedsschwelle gleichartig mit der Schallstärke ändert.

Im übrigen zeigen die Messungen von Rieß sehr schön, daß die Gleichartigkeit der Nervenerregung für sämtliche Frequenzen in der Tat vorhanden ist. Denn trägt man im logarithmischen Maßstab die Abhängigkeit der relativen Amplitudenänderung $\frac{\Delta J}{J}$ von der Größe der Schallstärke, bezogen auf die Hörschwelle, für verschiedene Frequenzen auf, wie dies in Fig. 27 geschehen ist, so sieht man den gleichartigen Abfall für sämtliche Frequenzen sehr deutlich. Nur für 1000 Hz. tritt eine Abweichung ein. Da jedoch in den amerikanischen Fernsprechlaboratorien 1000 Hz. als Normalton verwendet wird, genau so wie bei uns 800 Hz., so ist anzunehmen, daß infolge der vielen Messungen mit dieser Frequenz dauernde Ermüdungserscheinungen zurückgeblieben sind, die besonders für die kleinen Lautstärken, wie wir bereits in Fig. 1 und in Fig. 3 gesehen haben, eine Überempfindlichkeit der Nerven ergeben. Wenigstens war die gleiche Abweichung für kleine Lautstärken für 800 Hz. bei uns ebenfalls zu beobachten.

Erhöhen wir die Differenz zwischen beiden Frequenzen, so daß die Schwebungszahl zunimmt, so beobachtet man, daß die Größe der Lautstärkeänderungen rasch abnimmt. Man erklärte dies meist damit, daß die Erregungsstellen immer mehr auseinanderrücken, sich somit immer weniger überlagern, womit die Größe der Schwankungen abnimmt. Wegen der fast aperiodischen Bewegung der Basilarmembran ist jedoch dies nicht gut möglich. Ferner zeigt die Fig. 25, daß eine Verschiebung der Erregungskurven an den Krümmungsverhältnissen wenig ändert, wie es die ausgezogenen Kurvenstücke deutlich zeigen. In der Tat beruht diese Abnahme der Größe der Lautstärkenschwankungen mit zunehmender Schwebungsfrequenz auf einer ganz anderen Ersheinung.

Betrachten wir nämlich in Fig. 28 zwei aneinander grenzende Nervenzellen in der Basilarmembran, die einem Druckgefälle ausgesetzt sind, so wird die Zellflüssigkeit von der Zelle mit dem stärkeren Überdruck in die andere Zelle durch die Zellwand hinüber getrieben werden. Da die Zellwand halbdurchlässig ist, so werden

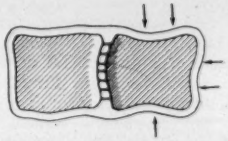


Fig. 28. Die Entstehung der Konzentrationsänderung an der halbdurchlässigen Zellwand bei einem Druckgefälle längs zweier benachbarter Zellen.

die in der Zellflüssigkeit gelösten Stoffe nicht durch die Zellwand hindurch gelangen können, so daß vor der Wand eine Konzentrationserhöhung des gelösten Stoffes eintritt, während auf der anderen Seite der Zellwand sich dagegen reines Lösungsmittel befindet. Durch diese Konzentrationserhöhung in der einen Zelle entsteht ein osmotischer Druck, der mit den elastischen Kräften der Zellwand zusammen schließlich den Überdruck ausgleicht.

Die Konzentrationsdifferenz beiderseits der halbdurchlässigen Zellwand wird nun als maßgebend für die Größe der Erregung angesehen. Daraus ist bereits zu sehen, daß nur rasche Druckänderungen eine Nervenerregung ergeben, da dann die durch das Hindurchströmen des Lösungsmittels entstehende Konzentrationsänderung durch die sofort einsetzende Diffusion nicht Zeit hat, sich auszugleichen. Dauern die Druckänderungen nur eine kurze Zeit, so können wir mit guter Annäherung annehmen, daß die Menge des durch die Zellwand hindurch strömenden Lösungsmittels, wegen der sehr großen Reibung in den Poren der Zellwand nach dem Poiseuilleschen Gesetz proportional ist der Druckdifferenz und der Zeit, während dem sie anhält.

Wir kommen auf diese Weise zu den gleichen Verhältnissen, wie sie W. Nernst[1]) für die elektrische Reizung der Nerven angenommen hat, indem auch hier die an die Zellwand hin bzg. von ihr wegtransportierten Stoffe proportional sind der Stromstärke und der Zeit. Wir brauchen daher in den von Nernst abgeleiteten Formeln für die Größe der Nervenerregung bei der Einwirkung verschiedener Stromstärken und Stromstöße nur die Stromstärke durch den Druck zu ersetzen und außerdem für die pro Zeiteinheit von der Stromstärkeeinheit an der Zellwand ausgeschiedenen Stoffmenge eine andere Konstante einzuführen, um die Formeln ohne weiteres auf die Druckänderungen anwenden zu können. Da die entsprechenden Gleichungen, die den Ablauf der Konzentrationsänderungen mit der Zeit angeben, linear sind, so können wir bei den Schwebungen einen Dauerdruck annehmen, dem eine sinusförmige Druckschwankung überlagert ist, wobei für beide Druckarten die Gleichungen gesondert gelten.

Für sinusförmige Druckschwankungen ergibt sich nun, daß die Größe der Konzentrationsänderung an der Zellwand und damit die Größe der Erregung der Wurzel aus der Frequenz der Druckschwankungen umgekehrt proportional ist. Bezeichnen wir die Frequenz der Schwebungen mit ν, so ist damit die Größe der eben merkbaren Amplitudenänderung ΔJ gegeben durch die Gleichung

$$\Delta J = \frac{\text{Konst.}}{\sqrt{\nu}}.$$

Die Gültigkeit dieser Formel erstreckt sich nur auf einen gewissen Frequenzbereich, indem bei sehr langsamen Schwebungen die bekannten Einschleichvorgänge der Nerven auftreten und außerdem unsere Annahme, daß die durch die Zellwand hindurchgedrückte Flüssigkeitsmenge proportional der Druckänderung und der Zeit ist, nicht mehr zutrifft, da bei lang andauernden Änderungen die Gleichgewichtslage erreicht wird, wo kein Strömen der Flüssigkeit mehr erfolgt und damit die Proportionalität mit der Zeit aufhört. Anderseits kann die Größe der Amplitudenänderung nicht größer sein als die Amplitude des Tones, dem die Schwebungen überlagert wurden, so daß hier die Formel auch eine Grenze der Überprüfbarkeit findet.

Um die Richtigkeit dieser Betrachtungen zu zeigen, dient die Schaltung in Fig. 29. Die

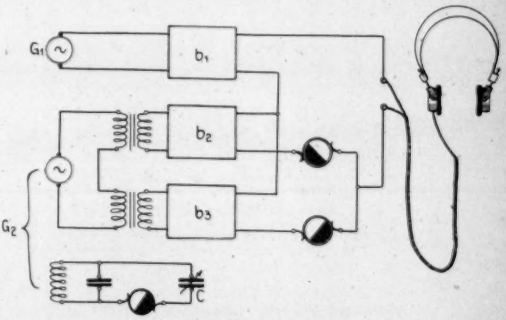


Fig. 29. Schaltung zur Messung der Hörbarkeit von Schwebungen verschiedener Schwebungsfrequenz.

Frequenz des Generators G_2 wird hier so eingestellt, daß mit dem Generator G_1 etwa vier Schwebungen pro Sekunde entstehen, die sich am deutlichsten beobachten lassen. Hierauf wird, nachdem durch die Eichleitung b_1 die Schallstärke auf das Hundertfache der Hörschwelle eingestellt wurde, die Eichleitung b_2 so eingestellt, daß die Schwebungen während dem durch den automatischen Schalter eingeschalteten Tonimpuls, gerade wahrnehmbar sind. Bei dem zweiten Tonimpuls erhöht sich die Frequenz des Generators G_2 und damit die Schwebungszahl auf einen Wert, der durch den Kondensator C eingestellt werden kann. Es muß daher die Amplitudenänderung erhöht werden, indem man mit der Eichleitung b_3 die Schallstärke des überlagerten Tones gegenüber dem früheren, durch die Eichleitung b_2 gegebenen Wert erhöht. Die Vervielfachung, die notwendig war, damit mit zunehmender Schwebungsfrequenz die Schwebungen noch hörbar blieben, ist in Fig. 30 dargestellt. Man erkennt, daß die stark ausgezogene Linie, die nach der Formel berechnet wurde, mit den Messungen sehr gut übereinstimmt bis herab zu der niedrigen Schwebungsfrequenz von

1) W. Nernst, Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol. **112**, 275, 1908. Nernst und Riesenfeld, Ann. d. Phys. **8**, 600, 1902.

$\nu = 4$. Auch Vorversuche von Rieß[1]), die dazu dienten, die günstigste Schwebungsfrequenz für die Messungen zu bestimmen, bestätigen die Richtigkeit der Formel, indem in der Tabelle III die letzte Spalte merklich konstant bleibt, während in der zweiten Spalte die relative Amplitude des überlagerten Tones angegeben ist, die nötig war, um die Schwebungen zu hören.

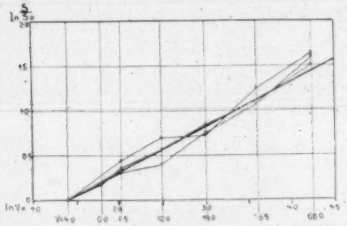


Fig. 30. Berechnete und gemessene Hörschwellen der Schwebungen in Abhängigkeit von der Schwebungszahl.

Tabelle III.

ν	$\frac{A_2}{A_1}$	$\frac{A_2}{A_1}\Big/\sqrt{\nu}\cdot 10^2$
4,0	0,056	2,8
9,0	0,0825	2,75
17,0	0,117	2,84
35,0	0,149	2,52

Schaltet man zwei gleich laut erscheinende Töne zusammen, so treten, wenn beide dem gleichen Ohr zugeführt werden, Schwebungen auf. Ist die Schwebungsfrequenz klein, so kann man deutlich verfolgen, wie die Lautstärke bis auf das Doppelte ansteigt, um dann fast Null zu werden. Wird dagegen die Schwebungsfrequenz größer, so kann die Konzentrationsänderung an der Zellwand den raschen Druckschwankungen nicht mehr folgen, und sie erreicht daher innerhalb der kurzen Zeit der Schwebung nicht mehr die doppelte Größe. Vergleicht man daher den aus zwei Tönen gleicher Amplitude bestehenden Schwebungston mit einem Ton konstanter Amplitude derart, daß man die Aufmerksamkeit immer auf die maximalen Lautstärken des schwebenden Tones einstellt und diese maximalen Lautstärken mit der Lautstärke des Tones konstanter Amplitude vergleicht, so wird mit zunehmender Schwebungsfrequenz die Lautstärkeerhöhung immer kleiner, bis überhaupt keine mehr festzustellen ist. Es ist dann die Lautstärke der beiden schwebenden Töne zusammen ebenso groß wie die eines einzigen Tones. Da es sich zeigte, daß bis zu $\nu = 4$ die Lautstärkeverdopplung noch vorhanden ist und erst von hier ab die Größe der Schwankungen gemäß den obigen Betrachtungen mit der Wurzel aus der Schwebungsfrequenz abnimmt, so ergibt sich für die maximale Lautstärke die Formel

$$L = \left[1 + \sqrt{\frac{4{,}0}{\nu}}\right] L_0 .$$

In Fig. 31, einer bereits früher mitgeteilten Abbildung[2]), die Messungen der Lautstärkezunahme beim Zusammenschalten zweier gleich lauter Töne im selben Ohr darstellend, ist durch die

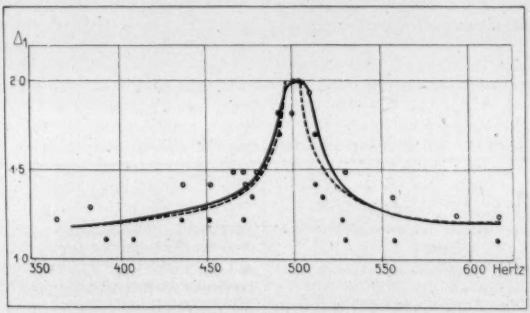


Fig. 31. Lautstärkezunahme beim Zusammenschalten zweier gleich lauter Töne infolge Schwebungen.

1) R. R. Rieß, a. a. O. Fig. 2. Die Werte wurden aus der oberen Kurve berechnet nach der Formel

$$\frac{A_2}{A_1} = 1 + \frac{2}{\frac{\Delta E}{E}}\left[1 - \sqrt{1 + \frac{\Delta E}{E}}\right].$$

2) Physik. Zeitschr. **29**, 801, 1928, Fig. 11.

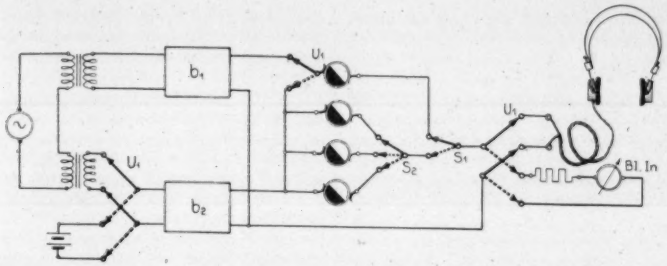


Fig. 32. Schaltung zur Messung der Beziehung zwischen Lautstärke und Tondauer.

gestrichelte Kurve der berechnete Wert der Lautstärkezunahmen eingetragen. Die Übereinstimmung muß wegen der Schwierigkeit der Messungen als sehr gut bezeichnet werden. Ähnliche Messungen, die bei 200 Hz. und bei 2000 Hz. ausgeführt wurden, zeigten, daß die Lautstärkeabnahme nicht etwa von der prozentualen Änderung der Frequenz abhängt, sondern lediglich von der Frequenzdifferenz zwischen beiden schwebenden Tönen.

Die Erscheinung, daß mit zunehmender Frequenz die Druckschwankungen eine immer kleinere Erregung der Nerven bewirken, spricht sehr dafür, daß bei der Erregung der Nerven der Basilarmembran, die in der periodischen Durchbiegung der Membran und in dem konstanten Druck des Flüssigkeitswirbels besteht, der größere Teil der Nervenerregung jedenfalls dem konstanten Druck zuzuschreiben ist, was wesentlich dazu beiträgt, daß die Erregungseigenschaften der Nerven für sämtliche Frequenzen gleichartig sind.

Aus den Formeln von Nernst ist weiter zu ersehen, daß beim Einschalten eines konstanten Stromes i während der Zeit t an der Zellwand die Konzentrationsänderung entsteht

$$C_0 - C = \text{konst} \cdot i\sqrt{t} \ .$$

Daher ändert sich die Lautstärke eines Tonimpulses in Abhängigkeit von der Dauer des Impulses gemäß der Formel

$$L = \text{konst} \cdot \sqrt{t} \ .$$

Um diese Beziehung zu prüfen, dient die Schaltung in Fig. 32. Verwendet wurde ein Ton von 800 Hz., hundertmal stärker als die Hörschwelle. Die Beobachtungen geschehen derart, daß bei nach oben geschalteten Schaltern U_1, die sämtlich miteinander automatisch gekoppelt sind, der Schalter S_1 ebenfalls nach oben geschaltet wird, wobei dann durch den obersten, in diesem Falle dauernd rotierenden Unterbrecher, im Fernhörer Tonimpulse von 0,1 Sekunden Dauer entstehen, deren Schallstärke durch die Eichleitung b_1 eingestellt werden. Mit der Lautstärke dieses Tonimpulses wird nun die Lautstärke der kürzeren Tonimpulse verglichen, indem man den Schalter S_1 nach unten stellt und b_2 auf Lautstärkegleichheit einstellt. Der Schalter S_2 erlaubt rotierende Unterbrecher auszuwählen, deren Tonimpulsdauer auf verschiedene Werte eingestellt wurde. Um die Zeitdauer der Tonimpulse, die bei den kurzen Zeiten durch unsaubere Kontaktgabe leicht beeinflußt werden können, zu messen, schaltet man die Schalter U_1 nach unten, wodurch an die Eichleitung b_2 eine konstante Gleichspannung angelegt wird. Betätigt man nun die rotierenden Unterbrecher so, daß beim Niederdrücken eines Knopfes jedesmal nur ein Impuls erfolgt, so entsteht bei jedem Einschalten ein Stromstoß, der an dem ballistischen Zeigerinstrument abgelesen werden kann, das mit einem entsprechenden Vorschaltwiderstand der Charakteristik der Eichleitung angepaßt ist. Um nun die relative Dauer der einzelnen Tonimpulse zu bestimmen, stellt man die Eichleitung b_2 für jeden Unterbrecher so ein, daß stets der gleiche Ausschlag des Instrumentes erfolgt. Es gibt dann die Differenz der Einstellungen auf der Eichleitung direkt den natürlichen Logarithmus der Zeitverhältnisse an. Die Verwendung einer Eichleitung als Nebenschluß für ein ballistisches Instrument ist stets zu empfehlen, wenn genügend Energie vorhanden ist, um die Eichleitung auf einen solchen hohen Wert einzustellen, daß der Scheinwiderstand der Stromquelle keinen Einfluß mehr auf die Dämpfung des Instrumentes hat. Verwendet man zu den Messungen einen gewöhnlichen Fernhörer, so ist seine Dämpfung künstlich zu erhöhen, da sonst bei den kurzen Tonimpulsen Abweichungen entstehen. Die Schallstärkeerhöhung, die notwendig war, um bei kürzer werdender Tondauer die Lautstärkegleichheit mit dem Vergleichston von 0,1 Sekun-

den zu erhalten, sind in Fig. 33 eingetragen, gleichzeitig mit den nach der Formel berechneten Werten.

Da jedoch bei kurzen Zeiten der Tonimpuls in einem dumpfen Knall übergeht, so gilt hier das gleiche wie bei den tiefen Tönen, nämlich, daß eine Schallstärkevervielfachung des Knalles eine größere Lautstärkeänderung bewirkt wie die des Tonimpulses von 800 Hz. Bis zu dem Hundertfachen der Hörschwelle ist diese Abweichung

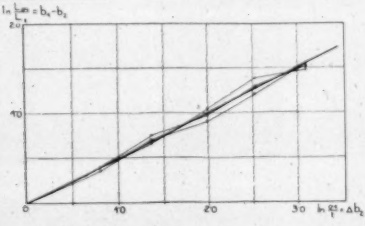


Fig. 33. Beziehung zwischen Lautstärke und Dauer eines Tonimpulses.

nicht zu beobachten. Für eine größere Lautstärke ist in Tabelle IV angegeben, um wieviel die Schallstärke eines Tonimpulses von 0,01 Sek. vergrößert werden muß, damit bei einer gegebenen Vervielfachung der Schallstärke des Tonimpulses von 0,1 Sek. die Lautstärkegleichheit erhalten bleibt.

Tabelle IV.

Vervielfachg. d. Schallstärke d. Tonimpulses. .	1	10	100	1000
Vervielfachung d. Knallstärke	1	7,6	61	550

Diese Verhältnisse bringen es mit sich, daß bei größeren Schallstärken als das Hundertfache der Hörschwelle bei abnehmender Dauer der Tonimpulse der Knallcharakter immer mehr zur Geltung kommt und daher die Lautstärke nicht so rasch abnimmt, wie es der Formel entspricht, da der Übergang des Tones in den Knall gleichsam als eine Lautstärkezunahme gilt. Dies bestätigen frühere Messungen[1]) für die Zunahme der Lautstärke eines Tones von 10 Dyn/cm² mit der Tondauer.

Zusammenfassung.

Nachdem dargestellt wurde, daß die Untersuchung der Unterschiedsschwelle für Amplitudenänderungen geeignet ist, die für die Hörtheorie wichtige Frage zu entscheiden, ob die Nervenfasern längs der Basilarmembran gleichartig reagieren, wurden die Störungen der Unterschiedsschwellenmessungen erwähnt. Um zunächst den Einfluß der Ermüdungserscheinungen auf die Unterschiedsschwelle zu vermeiden, ist es zweckmäßig, die Unterschiedsschwelle aus dem Vergleich zweier aufeinander folgender Tonimpulse zu bestimmen. Der Einfluß der Länge der Impulsdauer, der Geschwindigkeit des Intensitätsanstieges beim Einschalten des Impulses, der Spannung der Gehörmuskel und des Zeitabstandes zwischen den beiden zu vergleichenden Tonimpulsen wurde untersucht. Bei letzteren bestätigte sich die Köhlersche Theorie des Sukzessivvergleiches, indem die geringfügigen Abweichungen erklärt werden konnten. Die Unterschiedsschwelle beim Hören mit beiden Ohren und die Lokalisation der Lautstärkeänderungen wurde ebenfalls untersucht. Auch die Unterschiedsschwelle zwischen zwei Tönen verschiedener Frequenz wurde ermittelt.

Da die endgültigen Messungen der Unterschiedsschwelle sich als Frequenz unabhängig zeigten und somit eine Gleichartigkeit der Nervenreizung längs der ganzen Basilarmembran anzunehmen ist, so wurden Gründe angegeben, die eine Frequenzabhängigkeit der Kurven gleicher Lautstärke bewirken können. Von der Fühlgrenze wurde gezeigt, daß sie keine Kurve gleicher Lautstärke ist und ihre Entstehung wahrscheinlich dem Mittelohr verdankt, so daß ihre Frequenzabhängigkeit mit der Annahme der Gleichartigkeit der Nerven nicht in Widerspruch steht.

Nach Angabe eines Meßverfahrens zur Bestimmung der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen werden die Beziehungen zwischen dieser und der Unterschiedsschwelle für Amplitudenänderungen erörtert, wobei es auch gelang, die eine aus der anderen angenähert zu berechnen. Dazu mußte die Steilheit der Erregungskurve bestimmt werden, wozu die Lautstärkezunahme diente, die erfolgt, wenn dem anderen Ohr ein gleichlauter Ton jedoch verschiedener Frequenz zugeführt wird.

Weiter wird gezeigt, daß die aus der Frequenzabhängigkeit der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderungen sich ergebende unverständliche starke Zusammendrängung der Erregungsstellen auf der Basilarmembran für die hohen Frequenzen sich aus anatomischen Gründen als zweckmäßig erweist, was aus Dimensionsbetrachtungen abgeleitet werden kann. Daß die Schwingungsstellen der Basilarmembran durch ihre elastischen Eigenschaften beeinflußt werden können, zeigten Versuche, bei denen durch Erhöhung des Blutdruckes und der damit verbundenen Erhöhung

1) Physik. Zeitschr. **30**, 118, 1929, Fig. 6.

der Spannung der Blutgefäße der Membran Tonhöhenänderungen erzielt werden konnten. Auch ein Druck auf das Trommelfell erzielt eine Tonhöhenänderung, die ebenfalls erklärt werden kann.

Bei jeder Druckänderung in der Schnecke werden die an dem Steigbügel befestigten Fasern gespannt, wodurch seine Beweglichkeit abnimmt. Die damit verbundenen Lautstärkeänderungen waren ebenfalls meßbar.

Von den Schwebungen wurde nachgewiesen, daß ihre Frequenzabhängigkeit mit derjenigen der Unterschiedsschwelle für Frequenzänderung identisch ist. Die Abnahme der Lautstärkeänderung bei Schwebungen mit zunehmender Schwebungszahl wurde untersucht und mit Hilfe der von Nernst für die elektrische Reizung der Nerven entwickelten Theorie Formeln angegeben, die sich mit sehr großer Genauigkeit bestätigten. Zuletzt wurde noch die Lautstärkezunahme eines Tones in Abhängigkeit von der Tondauer theoretisch und experimentell ermittelt.

(Eingegangen 2. August 1929.)

Eine Methode zur Untersuchung des Reaktionsverlaufes bei der Bildung von molekularem Wasserstoff aus den Atomen[1].

Von Hermann Senftleben u. Ottilie Riechemeier.

Mit Tafel XVII.

Die bisher vorliegenden Arbeiten über die Bildung von Molekülen aus atomaren Gasen beschränken sich größtenteils auf qualitative Angaben und beweisen, daß es schwierig ist, quantitative Aussagen über die Wiedervereinigung zu machen, die von den zufällig gegebenen äußeren Einflüssen unabhängig sind (Material- und Oberflächenbeschaffenheit des Meßgefäßes, Reinheit des Gases und anderes). Bei den Untersuchungen, über die wir hier berichten, ist es gelungen, solche Störungen weitgehend zu vermeiden und eine Methode auszuarbeiten, welche quantitativ die Bildungsgeschwindigkeit molekularen Wasserstoffs aus den Atomen zu untersuchen gestattet.

Meßmethode.

Um die Vereinigung der Atome messend verfolgen zu können, wurde eine von Senftleben[1]) angegebene Methode verwandt, welche den Dissoziationsgrad des untersuchten Gases durch die Messung seines Wärmeleitvermögens zu ermitteln gestattet. Dieses ist bei nicht zu geringem Gasdruck auf Grund der kinetischen Gastheorie bestimmt durch die mittlere Geschwindigkeit, die Zahl der Freiheitsgrade und den Radius der Teilchen, die den Wärmetransport übernehmen; daher wird eine Änderung eines dieser Bestimmungsstücke eine Änderung des Wärmeleitvermögens bewirken. Bei der Dissoziation der Moleküle in Atome werden Teilchen von kleinerem Radius geschaffen; dem entspricht eine Erhöhung des Wärmeleitvermögens. Die Erniedrigung der Anzahl der Freiheitsgrade und die Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit, welche bei der Dissoziation eintreten, heben sich annähernd auf. Das Molekül-Atom-Gemisch muß also eine größere Wärmeleitfähigkeit zeigen als das molekulare Gas.

Zur Messung des Wärmeleitvermögens wurde die von Schleiermacher angegebene Methode[2]) benutzt. In einem Meßgefäß wird ein elektrisch geheizter Draht ausgespannt, während die Wände auf einer niedrigeren Temperatur gehalten werden. Der infolgedessen von dem Draht zu den Wänden übergehende Wärmestrom wird durch eine Veränderung des Wärmeleitvermögens des Gases ebenfalls verändert und ruft dadurch eine Abkühlung resp. Erwärmung des Drahtes hervor; diese macht sich im Widerstand desselben bemerkbar, so daß also Widerstandsänderungen des geheizten Drahtes ein Kriterium für Änderungen der Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Gases sind.

Die Messung des Drahtwiderstandes geschieht mit einer Wheatstoneschen Brückenanordnung, bei der der Meßstrom gleichzeitig als Heizstrom dient. Die Widerstandsverhältnisse werden so gewählt, daß das Brückengalvanometer stromlos ist, solange der Wasserstoff nicht dissoziiert ist. Dissoziation[3]) bewirkt eine Erhöhung des Wärmeleitvermögens, dadurch eine Erniedrigung des Drahtwiderstandes und einen Ausschlag des Galvanometers. Dieser Ausschlag wird als Maß für den Dissoziationszustand des Gases[4]) benutzt.

Die zur Messung verwandten Drähte hatten bei unsern Versuchen einen Durchmesser von 0,05 mm. Die von ihnen abgeleitete Wärmemenge war so groß, daß die Gefäßwände merklich

1) Vorgetragen auf der Gauversammlung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Leipzig am 20. Januar 1929.

1) H. Senftleben, Zeitschr. f. Phys. **32**, 922, 1925.

2) A. Schleiermacher, Wied. Ann. **34**, 623, 1888.

3) Betr. der Methode zur Erzeugung der Atome s. Anm. 1, S. 746.

4) Die Berechtigung hierzu und der quantitative Zusammenhang wird in einer späteren Mitteilung dargelegt werden.

erwärmt wurden und eine gewöhnliche Luftkühlung nicht ausreichte. Deshalb wurde das ganze Meßgefäß in eine große Wanne mit Wasser gesetzt. Der Meßdraht bestand aus Platin, bei späteren Versuchen aus Tantal.

Die Erzeugung des atomaren Wasserstoffs[1]) geschah durch Bestrahlung eines Gemisches von Wasserstoff und Quecksilberdampf[2]) mit der Quecksilber-Resonanzlinie 2537 ÅE. Das einfallende Licht regt die Quecksilbermoleküle an, und diese übertragen ihre Energie durch Stöße 2. Art an die Wasserstoffmoleküle, die infolge der Energiezufuhr dissoziieren[3]). Bei dauernder Bestrahlung stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Atomen und Molekülen ein, das sich von dem Augenblick an, in dem die Bestrahlung aufhört, zugunsten der Moleküle verschiebt, bis alle Atome wieder verschwunden sind.

Störender Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit von Draht und Gefäßwänden und seine Deutung.

Die ersten Versuche wurden an Wasserstoff ausgeführt, der elektrolytisch entwickelt und über heißen Palladiumasbest und Phosphorpentoxyd in das Reaktionsgefäß gelassen war. Vorher war dieses bis zu einem Druck, der kleiner als 10^{-6} mm Hg war, evakuiert worden. Sämtliche Messungen wurden bei Wasserstoffdrucken zwischen 10 und 20 mm ausgeführt. Die Messungen ergaben zunächst den erwarteten Effekt. Bei der Bestrahlung traten Ausschläge auf, denen eine Widerstandsverkleinerung des Drahtes entsprach. Beim Abblenden der Lampe gingen die Ausschläge zurück, wie die obigen Überlegungen erwarten lassen. Es zeigte sich jedoch, daß diese Versuche nicht oft wiederholt werden konnten. Die Ausschläge wurden kleiner und schlugen nach einiger Zeit sogar in die entgegengesetzte Richtung (in „Gegeneffekte") um. Wurde dem Wasserstoff eine Spur Luft zugesetzt, so kamen die alten Erscheinungen wieder. Die Effekte wurden besonders groß, wenn der Draht vorher in Luft oder reinem Sauerstoff erhitzt war. Diese Beobachtungen decken sich vollkommen mit früher erzielten Ergebnissen[1]). Da eine reine Metalloberfläche[2]) meist eine katalytische Wirkung auf freie Wasserstoffatome ausübt, so daß dieselben an ihr sich schnell vereinigen, ist es notwendig, daß der Draht mit einer „vergiftenden"[3]) Sauerstoffschicht bedeckt ist, die die Wiedervereinigung der Atome verhindert. Verschwindet diese Schicht, so werden die durch Stöße 2. Art geschaffenen Atome sich am Draht wiedervereinigen, sich nicht anreichern und daher keine merkbare Vergrößerung der Wärmeleitfähigkeit hervorrufen; die am Draht frei werdende Dissoziationsenergie wird sogar den Draht erwärmen und seinen Widerstand vergrößern. Beim Abblenden der Bestrahlung hört auch dieser Effekt auf, das Galvanometer kehrt in seine frühere Lage zurück. Eine Vergiftung des Drahtes ist also Vorbedingung dafür, daß überhaupt eine Anreicherung von Atomen stattfinden kann. Jeder nicht vorbehandelte Draht wird zunächst mit einer gewissen Gasschicht bedeckt sein, und bei den ersten Versuchen ist daher ein positives Ergebnis zu erwarten. Daß die Effekte nach kurzer Zeit kleiner werden und umschlagen, läßt sich durch ein allmähliches Verschwinden der Sauerstoffschicht erklären. Durch Erwärmen in Luft oder Sauerstoff bedeckt sich der Draht von neuem mit einer ähnlichen Schicht, und die gesuchten Effekte treten wieder auf[4]).

Dennoch genügt es nicht, die erwähnten Vorbedingungen zu schaffen, um quantitative Ergebnisse zu erhalten. Entsprach auch der qualitative Verlauf den Erwartungen, so stellte sich doch häufig das Instrument nach dem Abklingen des Effektes nicht in seine alte Ruhelage ein. Es wurden Abweichungen nach beiden Richtungen beobachtet. Um die Reaktion der Wiedervereinigung quantitativ verfolgen zu können, mußte noch größere Sauberkeit erstrebt werden. Der Wasserstoff wurde von jetzt ab stets in der oben beschriebenen Weise entwickelt und gereinigt, wurde durch ein in flüssige Luft tauchendes Ausfriergefäß geleitet und diffundierte durch ein Palladiumröhrchen in das Meßgefäß. Um etwaige Verunreinigungen durch das Queck-

1) Eine Erzeugung durch elektrische Entladungen in einer Wasserstoffatmosphäre (Literatur s. z. B. in dem Bericht von K. F. Bonhoeffer, Ergebn. d. exakt. Naturw. VI, Springer 1927) kam für uns nicht in Frage, weil dabei äußerst heftige Reaktionen eintreten und eine Bildung von Ionen nicht zu vermeiden ist.

2) Um dies zu erzielen, enthielt das aus Quarz bestehende Meßgefäß stets eine kleine Menge Quecksilber, so daß der Wasserstoff immer mit Quecksilberdampf gesättigt war.

3) G. Cario und J. Franck, Zeitschr. f. Phys. **11**, 161, 1922.

1) H. Senftleben, Zeitschr. f. Phys. **33**, 871, 1925.

2) R. W. Wood, Phil. Mag. **42**, 729, 1921; **44**, 538, 1922. K. F. Bonhoeffer a. a. O.

3) Unter „Vergiftung" soll im folgenden stets die Tatsache verstanden werden, daß an der betreffenden Oberfläche keine Vereinigung von Atomen stattfindet, unter Umständen besitzt auch eine ganz reine Oberfläche diese Eigenschaft.

4) Ganz analoge Beobachtungen hat Bonhoeffer (Zeitschr. f. phys. Chem. **113**, 199, 1924) mit einer von der obigen völlig verschiedenen Versuchsanordnung gemacht.

silber zu vermeiden, wurde dieses aus einem Ansatz der Apparatur im Hochvakuum in das Meßgefäß hinüberdestilliert. Der Draht wurde längere Zeit im Vakuum geglüht, um ihn von den anhaftenden unkontrollierbaren Verunreinigungen zu befreien und dann mit Sauerstoff „vergiftet". Auch das Reaktionsgefäß wurde nach Möglichkeit von den adsorbierten Gasen gereinigt, indem es stark erhitzt wurde, während die Pumpen dauernd arbeiteten. Waren die Wände solange geglüht, bis das Mac Leodsche Manometer auch während der Erhitzung keine Druckdifferenz mehr anzeigte, so wurde der Wasserstoff eingelassen und neu bestrahlt. Die Erscheinungen hatten sich vollkommen geändert. Die Bestrahlung rief eine dauernde Widerstandsänderung hervor, die nach Abblenden der Bestrahlung nicht zurückging und die bisweilen die fünffache Größe der früher beobachteten Effekte erreichte. Diese Dauerverschiebungen gingen fast immer im Sinne einer Vergrößerung des Widerstandes, d. h. einer Verkleinerung des Wärmestroms.

Um eine Deutung dieser Erscheinung zu finden, welche bei den an sich sauberen Verhältnissen auftrat, war es notwendig, die Versuchsbedingungen systematisch zu verändern.

Der Grund der dauernden Veränderung des Drahtwiderstandes nach der Einwirkung der Bestrahlung konnte entweder in einer dauernden Änderung des Drahtes oder des Gases liegen.

Eine direkte Einwirkung der Strahlung auf den Draht ist äußerst unwahrscheinlich, da es nicht zu verstehen wäre, daß diese durch die Behandlung der Gefäßwand u. dgl. beeinflußt würde. Es wäre indessen denkbar, daß die Bestrahlung indirekt dadurch auf den Draht wirkt, daß der atomare Wasserstoff z. B. durch starke Veränderung der Gasbeladung den Widerstand beeinflußt. Nimmt man eine derartige Drahtänderung an, so muß sie sich nicht nur bei dem geheizten Draht bemerkbar machen, sondern auch der Widerstand des ungeheizten Drahtes muß eine entsprechende Veränderung erfahren haben. Sämtliche Versuche in dieser Richtung ergaben aber ein vollkommen negatives Ergebnis.

Da also eine dauernde Änderung der Drahteigenschaften nicht der Grund für die dauernde Widerstandsänderung sein konnte, lag es nahe, zu prüfen, ob eine Änderung des Gases zur Deutung herangezogen werden konnte. Es ist bekannt, daß atomarer Wasserstoff von den Gefäßwänden stark adsorbiert wird und infolgedessen eine dauernde Druckabnahme eintreten kann. Weil alle Versuche bei solchen Drucken (10 bis 20 mm) ausgeführt wurden, bei denen der Wärmestrom noch nicht gänzlich vom Druck unabhängig ist, war es denkbar, daß der Wärmestrom infolge der erwähnten Druckänderung herabgesetzt wurde. Um dies zu prüfen, wurde das bisherige Reaktionsgefäß ersetzt durch zwei gleiche miteinander verbundene Meßgefäße, die einzeln bestrahlt werden konnten. Nachdem beide in derselben Weise vorbehandelt waren, wurde das eine bestrahlt und die Widerstandsänderung bei beiden beobachtet. Während diese im bestrahlten Gefäß sehr groß war, änderte sich die Wärmeleitung in dem andern Gefäß nicht. Dieser Versuch ergab zunächst, daß eine Druckänderung nicht die Ursache der beobachteten dauernden Widerstandsänderungen sein kann, denn bei einer Druckabnahme hätte ein Ausgleich zwischen den beiden Gefäßen stattfinden müssen, der sich auch beim zweiten Draht als Widerstandsänderung bemerkbar gemacht haben würde.

Eine zweite Ursache für eine dauernde Gasänderung konnte darin liegen, daß eine neue Verbindung von geringerem Wärmeleitvermögen auftrat. Dabei kam z. B. der von J. J. Thomson[1]) zuerst in Kanalstrahlen entdeckte dreiatomige Wasserstoff[2]) in Betracht. Weil sich das Wärmeleitvermögen dauernd veränderte, mußte die neu entstehende Verbindung eine lange Lebensdauer haben[3]). Sie würde also durch Diffusion auch in die Teile der Apparatur gelangt sein, die mit dem Meßraum verbunden waren, aber nicht bestrahlt wurden. Deshalb hätte bei dem angegebenen Versuch mit zwei Reaktionsgefäßen die Änderung der Gaszusammensetzung durch Bildung einer Verbindung sich auch in dem nicht bestrahlten Gefäß bemerkbar machen müssen. Dies war, wie gesagt, nicht der Fall. — Trotzdem erschien es ratsam, die Möglichkeit einer dauernden Gasänderung durch einen zweiten Versuch zu prüfen. Die Gefäßwände wurden stark geglüht, der Draht gereinigt und dann vergiftet. Darauf wurde frischer Wasserstoff eingelassen und bestrahlt, bis die Verschiebung des Widerstandes aufhörte, und dann die abgeleitete Wärmemenge durch Strom- und Widerstandsmessung bestimmt. Nun wurde der bestrahlte Wasserstoff abgepumpt und das Reaktionsgefäß ohne neue Vorbehandlung mit frischem Gas von genau gleichem Druck gefüllt. Die Messung der abgeleiteten Wärmemenge ergab den gleichen Wert wie vorher. Also leitete die neue Gasfüllung, die der Bestrahlung nicht ausgesetzt

1) J. J. Thomson, Proc. Roy. Soc. **89**, 1, 1913.

2) Allerdings haben Experimente von Paneth (Zeitschr. f. Elektrochem. **33**, 102, 1927) die Existenz des neutralen H_3-Moleküls sehr in Frage gestellt.

3) Aus diesem Grunde ist es unwahrscheinlich, daß Quecksilberhydrid die Ursache der Daueränderungen war. Das Hg-H-Molekül ist im Normalzustande nicht stabil (H. Ludloff, Zeitschr. f. Phys. **34**, 485, 1925).

war, in der sich deshalb keine neue Verbindung hatte bilden können, die gleiche Energie ab wie der bestrahlte Wasserstoff. Daraus geht hervor, daß die dauernden Veränderungen nicht in der Gaszusammensetzung begründet sein konnten.

Da weder die innere Beschaffenheit des Drahtes noch die des Gases zur Erklärung der beobachteten Veränderungen dienen konnten, mußte die Ursache in der Grenzschicht zwischen Draht und Gas oder Gas und Gefäßwand gesucht werden. Nach der Smoluchowski-[1] Knudsen[2]schen Theorie des Temperatursprunges bei der Wärmeleitung verdünnter Gase ist es möglich, daß geringe Änderungen der Grenzschichten einen starken Einfluß auf die Wärmeleitung ausüben.

Das Experiment mußte entscheiden, ob eine Grenzschicht am Draht oder an der Wand in Frage kam. Zu diesem Zweck wurden Versuche unternommen, bei denen in einem Meßgefäße zwei Drähte ausgespannt waren. Nachdem Wände und Drähte wie bei den früheren Versuchen gereinigt und vergiftet waren, wurde das Gefäß wieder bestrahlt und das Verhalten beider Drähte beobachtet. Sie zeigten beide fast quantitativ gleiche Widerstandsänderungen. Wurde einer der Drähte im Vakuum oder auch in Wasserstoff geglüht, so änderte sich die Widerstandsverschiebung bei neuer Bestrahlung; jedoch trat die Veränderung stets gleichmäßig bei beiden Drähten auf. Diese Beobachtung wies darauf hin, daß die Grenzschicht zwischen Gas und Wand durch den atomaren Wasserstoff selbst oder durch eine durch ihn erzeugte Verbindung beeinflußt wurde. Daß das Erhitzen eines Drahtes den Widerstand beider Drähte beeinflußte, ließ sich in der Weise erklären, daß der erhitzte Draht Gase abgab, die sich an der Wand absetzten und auf diese Weise den Temperatursprung an der Wand für beide Meßdrähte änderten. Ein weiterer Versuch bestätigte diese Deutung der Widerstandsänderungen: In das zuvor geglühte Meßgefäß wurde reiner Wasserstoff eingelassen und so lange bestrahlt, bis die dauernden Widerstandsänderungen aufhörten. Darauf wurde der Wasserstoff aus dem Reaktionsgefäß in ein Reservoir gebracht. Das Meßgefäß wurde erneut im Vakuum geglüht, um es von adsorbierten Gasschichten zu befreien, und dasselbe Gas wurde wieder in das Meßgefäß befördert und einer neuen Bestrahlung ausgesetzt. Die Verschiebung des Widerstandes, die vorher bei demselben Gas durch anhaltende Bestrahlung zum Stillstand gebracht worden war, setzte in gleicher Richtung wieder ein und erreichte einen Wert von derselben Größenordnung wie vorher. Dies erklärt sich dadurch, daß der durch die Bestrahlung geschaffene atomare Wasserstoff oder das aus diesem Wasserstoff und dem vergiftenden Sauerstoff des Drahtes gebildete Wasser sich an der Gefäßwand absetzte und ihre Oberflächenbeschaffenheit veränderte. Diese Änderung erreichte dann eine Grenze, wenn die Wand vollkommen mit Gas beladen war; dann hörten die Verschiebungen auf. Da die Wand bei der erneuten Erhitzung das anhaftende Gas wieder abgab, konnte sich derselbe Prozeß bei neuer Bestrahlung des wieder hineingebrachten gleichen Gases wiederholen, sofern nur der Draht noch genügend mit Sauerstoff für die Wasserbildung beladen war.

Es war nicht von vornherein zu sagen, in welcher Richtung eine Gasbeladung die Oberflächenbeschaffenheit (den Temperatursprung) beeinflussen würde. Der Versuch lehrte, daß mit wachsender Gasbeladung der Wärmestrom eine Abnahme erfuhr, daß der Temperatursprung also zunahm.

Beseitigung der störenden Oberflächeneinflüsse der Gefäßwände.

Nachdem die Ursachen für die dauernden Widerstandsveränderungen unter dem Einfluß der Bestrahlung gefunden waren, erwies es sich als möglich, diese zu beseitigen. Dazu mußten die Gefäßwände vor jeder Messung künstlich mit einer Gasschicht bedeckt werden, welche die Bildung neuer Schichten während der Bestrahlung verhinderte oder zwischen Wand und Gas denselben Temperatursprung bewirkte wie die bei der Bestrahlung neu entstehenden Schichten. Die oben angegebenen ersten günstigen Versuche, welche ohne besondere Reinigung der Gefäßwände und mit nicht sorgfältig getrocknetem Wasserstoff ausgeführt waren, wiesen darauf hin, daß eine dünne Schicht von Wasserdampf an der Gefäßwand die gewünschten Eigenschaften haben konnte. Deshalb wurde bei weiteren Versuchen das vorher im Vakuum geglühte Meßgefäß zunächst einige Minuten der Einwirkung gesättigten Wasserdampfes ausgesetzt, danach wieder vollkommen evakuiert, mit Wasserstoff gefüllt und bestrahlt. Die dauernden Verschiebungen waren wesentlich kleiner geworden. Sie verschwanden aber erst völlig, als bei der Sättigung der Wände mit Wasserdampf gleichzeitig das Licht der Quecksilberlampe eingestrahlt wurde, so daß die Wasserdampfmoleküle angeregt wurden. Danach scheint es, als ob die Quarzwand die angeregten Gasmoleküle stärker adsorbiert als die nicht angeregten. Diese Beobachtung deckt sich mit allgemeinen Erfahrungen.

1) M. v. Smoluchowski, Wied. Ann. **64**, 101, 1898; Ann. d. Phys. (4) **35**, 983, 1911.
2) M. Knudsen, Ann. d. Phys. (4) **34**, 593, 1911.

← Zeit

Fig. 2. Zahl der Wasserstoffatome als Funktion der Zeit.

Meßdraht.

Wie schon oben erwähnt, haftete die Sauerstoffschicht, welche für die Vergiftung des Platindrahtes notwendig war, nicht fest genug. Bei jeder Bestrahlung wurde ein Teil dieser Schicht verbraucht, und bald kehrten sich die Effekte, entsprechend dem oben Gesagten, in „Gegeneffekte" um. Außerdem konnte man nicht übersehen, wieweit die Beseitigung des Sauerstoffs auch einen Einfluß auf die Größe des Temperatursprungs am Draht hatte. Während durch die oben geschilderte Behandlung der Gefäßwände deren störender Einfluß ausgeschaltet werden konnte, erwies sich dies beim Platindraht nicht als möglich. Es kam also darauf an, Drähte zu finden, die im reinen unvergifteten Zustand Messungen zuließen[1]), d. h. es mußte für die quantitativen Messungen nach einem Drahtmaterial gesucht werden, dessen Wirkung als Katalysator möglichst gering war. Es ist bekannt, daß sich die Metalle hinsichtlich ihrer katalytischen Wirkung auf Gase in derselben Reihe ordnen lassen, welche sich beim Vergleich der an ihnen auftretenden „Überspannung" bei elektrochemischen Untersuchungen ergibt. Diese Überspannung wird auf gewisse Hemmungen zurückgeführt, die der Bildung von Molekülen aus dem atomar abgeschiedenen Wasserstoff entgegentreten. Metalle mit großer Überspannung werden eine Vereinigung der Wasserstoffatome an ihrer Oberfläche weniger begünstigen als solche mit kleiner Überspannung. Da bekannt ist, daß Tantal[2]) eine sehr hohe Überspannung besitzt, wird seine Wirkung als Katalysator also verhältnismäßig klein sein. Aus diesem Grunde schien dies Metall für die vorliegenden Versuche besonders geeignet. Es war in der Tat möglich, mit Tantaldrähten bessere Resultate zu erhalten als mit Platindrähten. Wurde der Tantaldraht längere Zeit im Vakuum schwach geglüht, bis er von äußeren Verunreinigungen frei war, so konnten mehrere Messungen mit ihm ausgeführt werden, die keine wesentlich voneinander verschiedenen Ergebnisse zeigten. Seine katalytische Wirkung war bei niedriger Heizung niemals so groß, daß sie eine Anreicherung des Gases mit Atomen verhindert hätte.

1) Daß Platindrähte nicht brauchbar waren, beweist auch folgende Tatsache: Durch genügend langes Glühen von Gefäßwänden und Platindraht konnte es erreicht werden, daß die Bestrahlung weder einen Effekt noch eine dauernde Widerstandsänderung hervorrief. Die katalytische Wirkung von Wand und Draht war offenbar so stark, daß es zu einer Anreicherung von Atomen gar nicht kommen konnte. Das Fehlen jeder dauernden Veränderung spricht dafür, daß der atomare Wasserstoff nicht die Ursache jener Oberflächenänderung der Gefäßwand ist, die oben besprochen wurde, daß vielmehr dort, wie schon vermutet, der atomare Wasserstoff den Sauerstoff des Drahtes verbraucht und der entstehende Wasserdampf sich an der Wand absetzt. Im Falle des geglühten Drahtes ist aber kein Sauerstoff mehr vorhanden, die dauernde Verschiebung des Wärmeleitvermögens kann also nicht eintreten. — Die hier beobachtete Tatsache des völligen Verschwindens jeden Effektes bei genügender Reinigung von Drähten und Wänden steht in gutem Einklang mit der Beobachtung von Herzberg (Zeitschr. f. Phys. **46**, 878, 1928), daß in sehr gut gereinigten Gefäßen ein Nachweis von aktivem Stickstoff unmöglich ist.

2) A. Thiel und W. Hammerschmidt, Zeitschrift f. anorg. Chem. **132**, 15, 1923.

Messungen.

Durch die Benutzung von Tantaldrähten und durch die beschriebene Vorbehandlung der Gefäßwände war es nun möglich, reproduzierbare Messungen der Vereinigungsgeschwindigkeit der Wasserstoffatome auszuführen. Als Maß für den Dissoziationsgrad diente, wie schon oben gesagt, der Ausschlag des Nullinstrumentes (Saitengalvanometer) der Wheatstoneschen Brückenanordnung. Bei den ersten Versuchen wurde der Ausschlag subjektiv verfolgt und nach Abblenden der Bestrahlung in konstanten Zeitabständen abgelesen. Fig. 1 stellt eine so gewonnene Kurve dar. Als Abszisse ist die Zeit, als Ordinate der Ausschlag des Galvanometers aufgetragen. Die Kreise entsprechen den Beobachtungen. Für die Analyse der Kurve ist der erste steile Abfall bei kleinen Zeiten besonders maßgebend. Weil aber gerade hier die subjektive Ablesegenauigkeit gering ist, wurde später der Galvanometer-Ausschlag photographisch registriert.

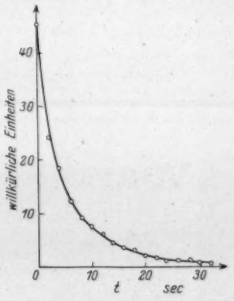


Fig. 1. Zahl der Wasserstoffatome als Funktion der Zeit.

Fig. 2 (auf Tafel XVII) zeigt eine solche Kurve. Der photographische Registrierapparat war so eingestellt, daß zunehmende Zeit einem Fortschreiten auf der Kurve von rechts nach links entsprach. Man erkennt, wie der Dissoziationsgrad während

der Bestrahlung ansteigt und allmählich konstant wird, wenn sich der stationäre Zustand eingestellt hat. t_0 ist der Zeitpunkt, bei dem die Bestrahlung abgeblendet ist. Der dann einsetzende, zunächst steile, später allmählich flacher werdende Abfall zeigt das Verschwinden der Atome an. Die Kurven geben also ein Bild von dem zeitlichen Anstieg und Abfall des Dissoziationsgrades. Sie sind auch zur quantitativen Auswertung geeignet; an dieser Stelle soll nur kurz angedeutet werden, auf welchem Wege es möglich ist, aus den Kurven Schlüsse auf den Reaktionsverlauf zu ziehen. Bei den vorliegenden Versuchen war der Dissoziationsgrad außerordentlich klein (ca. 1 Promille), daher kann er ohne weiteres proportional der Zahl n der vorhandenen Wasserstoffatome gesetzt werden. Aus diesem Grunde und nach der oben erwähnten quantitativen Beziehung zwischen dem Ausschlag des Brückeninstruments und dem Dissoziationsgrad des Gases gibt die Kurve direkt die Zahl n der Atome als Funktion der Zeit t an; ihre Neigung stellt die zeitliche Änderung $\frac{dn}{dt}$ der Zahl der Atome dar. Daher ist es möglich, die quantitative Abhängigkeit der Größe $\frac{dn}{dt}$ von n zu ermitteln und aus ihr Schlüsse auf den Reaktionsmechanismus zu ziehen. Hier sei nur darauf hingewiesen, daß die bisherigen Ergebnisse es wahrscheinlich machen, daß bei der Rekombination der Wasserstoffatome „Dreierstöße" eine wesentliche Rolle spielen. Eine genauere Diskussion dieser und anderer Fragen betreffs der quantitativen Folgerungen soll später gegeben werden, sobald mehr experimentelles Material vorliegt.

Für die bei der Untersuchung benutzten Apparate sowie für die Mittel, die zur Herstellung der Glas- und Quarzapparatur erforderlich waren, sind wir der Helmholtz-Gesellschaft zu großem Dank verpflichtet. Unser Dank gebührt auch der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung, welche uns liebenswürdigerweise den erforderlichen Haardraht aus Tantal zur Verfügung stellte.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, August 1929.

(Eingegangen 8. September 1929.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES V. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN PRAG VOM 15.—21. SEPTEMBER 1929.

H. Rausch v. Traubenberg (Prag), Neuere Untersuchungen an Kanalstrahlen.

Seit der Entdeckung der Kanalstrahlen durch E. Goldstein vor fast 50 Jahren ist diese Strahlenart zu einem mächtigen Hilfsmittel zur Erforschung der Strahlungsvorgänge und der Struktur der Materie geworden.

Der Umstand, daß wir es beim Kanalstrahl mit atomaren oder molekularen Trägern bekannter Masse und bekannter regulierbarer Geschwindigkeit zu tun haben, ermöglicht es uns, bei ihnen mit Strahlungsträgern gewissermaßen in Reinkultur zu arbeiten. Die fundamentalen Entdeckungen des Dopplereffektes und der Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Felde durch J. Stark wurden nur durch die Anwendung von Kanalstrahlen ermöglicht und ebenso verdanken wir der Verwendung von Kanalstrahlen durch Aston die feinsten Atomgewichtsbestimmungsmethoden, die wir überhaupt besitzen.

Da es gelingt mit verhältnismäßig einfachen Hilfsmitteln die Kanalstrahlen auf hohe Geschwindigkeiten, einige Tausend Kilometer pro Sekunde, zu bringen, haben wir die Möglichkeit, den zeitlichen Ablauf des Strahlungsvorganges zu studieren, und zwar unter Vermeidung äußerer Störungen durch das Wiensche Verfahren der gestuften Vakua. So war es W. Wien und seinen Mitarbeitern möglich, die Abklingungskonstanten für eine große Zahl von Spektrallinien zu finden. Besonders der Unterschied zwischen den Abklingungskonstanten der Balmer- und Lymanserie wird sicher noch im Lichte der modernen Theorien eine besondere Bedeutung gewinnen. Ein solcher Versuch, das Abklingleuchten der

Schrödingerschen Theorie einzuordnen, liegt bereits von Joos[1]) vor.

Nicht unerwähnt möchte ich lassen, daß neuerdings Herr Gerlach[2]) hervorgehoben hat, daß die Druckabnahme hinter dem engen Kathodenschlitz nicht völlig der Wienschen Berechnung entspricht, sondern etwas langsamer erfolgt, was eventuell eine gewisse Korrektur an den Wienschen Werten zur Folge haben könnte. Der Gedanke von Wien, die zeitlichen Veränderungen der Atome mit Hilfe der Kanalstrahlen räumlich auseinander zu zerren und so eine Zeitlupe von ungeheurer Vergrößerungszahl zu gewinnen, läßt sich aber noch auf andere atomare Zustandsänderungen anwenden. Ich habe mit meinen Mitarbeitern Herrn Bloch und Herrn Gebauer schon seit einiger Zeit die experimentelle Lösung der Frage in Angriff genommen, ob sich die Atome „momentan" äußeren Zustandsbedingungen anpassen oder eine gewisse Zeit dazu brauchen. Nach der Bohrschen Theorie würde eine zeitliche Anpassung möglich sein, nach der Schrödingerschen Theorie ist eine solche nicht zu erwarten. Die Methode, der wir uns zunächst bedienten[3]), bestand in der Benutzung einer Lo Surdo-Röhre, bei der der Kanalstrahl in einen sehr engen Schlitz der Kathode eintrat. Die Frage war nun: Verlieren die Atome beim Übergang aus dem felderfüllten Raum vor der Kathode in den feldfreien Raum im Schlitz ihren Starkeffekt momentan oder wird derselbe noch in den feldfreien Raum mitgeschleppt? Unsere Aufnahmen ergaben damals eine deutliche Mitführung des Starkeffektes in dem feldlosen Raum, somit keine momentane, sondern eine zeitliche Anpassung. Von J. Stark[4]) sind Einwände gegen unsere Versuche erhoben worden. Herr Stark schiebt die von uns beobachteten Fortsätze diffus zerstreuten Kanalstrahlen zu, welche zwischen der Glaswand der Röhre und der Kathode auftreten sollen. Die Emission der Kanalstrahlen werde durch das elektrische Feld beeinflußt, welches sich zwischen der Glaswand und der zylindrischen Seitenfläche der Kathode ausbildet, und zwar würde es sich hier um einen longitudinalen Starkeffekt handeln, da die Feldlinien in die Visionsrichtung fallen. Die Frequenz der Komponenten des Längseffektes würde übereinstimmen bei gleicher Feldstärke mit der Frequenz der σ-Komponenten bei H_β und H_γ, so daß die Möglichkeit vorhanden ist, daß die Fortsätze auf diese Weise nur vorgetäuscht sind.

Bei der Anordnung, die Herr Stark zuerst wählte, ist diese Möglichkeit in der Tat vorhanden, da seine Kathode einen geringeren Durchmesser wie die Röhre hatte (5 mm und 6 mm) bei unseren Versuchen aber schloß sich die Kathode (Durchmesser 14 mm) ganz eng an die Röhre an, es konnte also keinerlei Entladung zwischen Glaswand und zylindrischer Oberfläche der Kathode auftreten. Der Kathodenschlitz betrug bei uns etwa $^1/_{10}$ mm und weniger. Da wir ferner durch einen Nikol hindurch abbildeten, gelang es uns, die π- und σ-Komponenten bei gleicher Feldstärke an der Röhre getrennt zu beobachten. Diese neuen Aufnahmen ergaben nun mit völliger Deutlichkeit, daß die Fortsätze der π-Komponenten nicht mit denen der σ-Komponenten verwechselt werden können und daher die Fortsätze unmöglich durch den Längseffekt vorgetäuscht sind. Daß Herr Stark bei Vermeidung der Seitenentladung durch Quarzglasröhren keine wahrnehmbaren Fortsätze erhielt, kann an zu hohem Druck gelegen haben; auch bei den Aufnahmen von Bloch, der ebenfalls mit sehr engen Röhren und hohen Drucken arbeitete, sind die Fortsätze außerordentlich kurz. Die Starkschen Einwände müssen wir somit als nicht stichhaltig ablehnen.

Es bleibt aber noch die Möglichkeit bestehen, daß die von uns gefundenen Fortsätze nicht reell sind und wir haben daher bei der Wichtigkeit des Problems der zeitlichen Anpassung der Atome die Versuche nach den verschiedensten Richtungen hin variiert.

Zunächst wurde die Oberfläche der Elektroden verschieden gestaltet, um den Einfluß von Reflexionen an diesen zu studieren. Es ergab sich, daß die Fortsätze gleichmäßig bei gewölbten, planen und konkaven Kathoden auftraten und bei Querstellung des Schlitzes verschwanden. Hingegen ergab sich eine gewisse Abhängigkeit der Intensität der Fortsätze von der Art, wie die abbildenden Strahlen den Nikol durchsetzten. Bei parallelem Strahlengang durch den Nikol (Anwendung zweier Objektive) waren die Fortsätze viel weniger deutlich wie bei Anwendung von konvergierenden, den Nikol durchsetzenden Bildstrahlen. Es ist deswegen, wie gesagt, nicht ausgeschlossen, daß die Abbildung durch den Nikol eine wesentliche Rolle spielt.

Außer mit der Lo Surdo-Anordnung haben wir noch zahlreiche Aufnahmen mit einem Hilfsfeld gemacht; der Strahl durchsetzte dabei einen engen Schlitz in der Kathode und trat in ein elektrisches Feld ein, welches zwischen der Kathode und einer Gegenelektrode in nahem Abstand von dieser durch Anlegen hoher Span-

1) Joos, Das Abklingungsleuchten in der Schrödingerschen Atomtheorie. Sitzungsberichte der Bayr. Ak. der Wissenschaften 1926, S. 399.
2) W. Gerlach, Verh. d. D. Phys. Ges. 3. Reihe 10. Jg. 31. März 1929, Nr. 1, S. 17.
3) B. M. Bloch, Zeitschr. f. Phys. XXXV, S. 894; H. Rausch v. Traubenberg u. R. Gebauer, Zeitschr. f. Phys. **44**, 762, 1927.
4) J. Stark, Ann. Phys. **1**, 323, 1929.

nungen zustandekam. Die Gegenelektrode enthielt ebenfalls einen engen Schlitz, so daß der Strahl sowohl bei seinem Einlauf in das Feld, als auch bei seinem Auslauf aus demselben beobachtet werden konnte. Fig. 1.

Die Anordnung entspricht somit derjenigen, die wir zur Beobachtung des Stark-Effektes

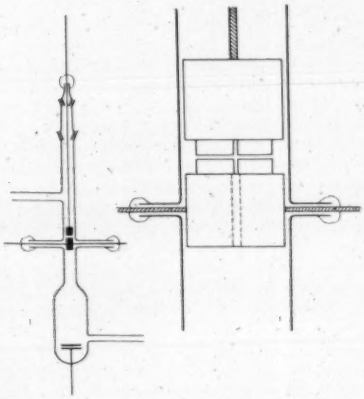


Fig. 1.

Fig. 2.

zweiter Ordnung benutzten. Die Abbildung erfolgte zuletzt ohne Anwendung von Polarisatoren. Wir enthielten das folgende schematische Spektralbild. Fig. 2.

Die Feinkomponenten wachsen an der Eintrittsstelle des Kanalstrahls in das Feld meist mit definierten Frequenzen aus der feldfreien Linie heraus. Beim Zusammenbruch scheint manchmal die σ_3-Komponente eine Abweichung von ihrem normalen Verlauf zu haben, in dem ein Teil ihrer Intensität etwas früher zusammenbricht. Die Frequenzen der höheren Komponenten beim Einlauf in das feldlose Gebiet werden häufig unscharf. Falls der verfrühte Zusammenbruch der σ_3-Komponente reell ist und man ihn als ein Maß für die herrschende Feldstärke ansehen könnte, so würden die Aufnahmen dafür sprechen, daß die höheren Komponenten ihren Aufspaltungszustand teilweise noch in das feldfreie Gebiet mit hinein schleppen. Ebenso würde für eine zeitliche Anpassung die Unschärfe der Komponenten in dem Gebiete des zusammenbrechenden Feldes sprechen.

Endlich benutzten wir noch eine dritte Anordnung, bei der das Feld senkrecht zur Kanalstrahlrichtung angeordnet war. Der Kanalstrahl trat durch zwei in nahem Abstand befindlichen Platten (Fig. 3a), welche eine oder mehrere scharfe Aussparungen enthielten. Das Aufspaltungsbild hatte dabei die folgende schematische Gestalt (Fig. 3b).

Es ergab sich nun hier, daß die von oben kommenden Komponenten etwas konvergierende Fortsätze in das Gebiet kleinerer Feldstärke mitführten (Fig. 3b)[1]. (Das Zusammenlaufen der Komponenten im unteren feldlosen Gebiet ist in der Figur fortgelassen).

Zusammenfassend können wir sagen, daß die

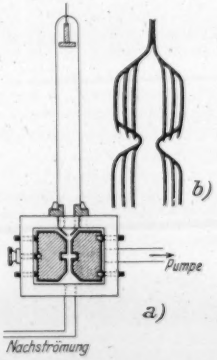


Fig. 3.

Versuche über die zeitliche Anpassung der Atome noch nicht abgeschlossen sind. Wir haben etwa 260 Aufnahmen zur Lösung dieser Frage gemacht. Neben der Schwierigkeit konstante elektrische Bedingungen während der vielstündigen Aufnahmen aufrecht zu erhalten, ist eine exakte Abbildung der Entladungsbahn auf den Spalt äußerst mühsam, da die kleinste Unschärfe in der Abbildung bereits Fortsätze und damit eine zeitliche Anpassung der Atome vortäuscht.

Die Versuche werden weiter fortgesetzt.

Die Möglichkeit bei geeigneter Anordnung große Feldstärken in Räumen, die von Kanal-

1) Anmerkung bei der Korrektur: Eine Wiederholung der Aufnahmen in dieser Anordnung mit besonders sorgfältiger Abbildung zeigt solche Fortsätze nicht.

strahlen durchsetzt werden, aufrecht zu erhalten, bietet nun weiter Gelegenheit die Lichtemission von Atomen und Molekülen unter dem Einfluß hoher elektrischer Felder zu untersuchen. Ich habe mit meinem Mitarbeiter Herrn Gebauer den Stark-Effekt zweiter Ordnung an der Balmerserie studiert. Da in Hamburg bereits darüber vorgetragen wurde und die Resultate inzwischen publiziert sind[1]), möchte ich hier nur wiederholen, daß wir dabei die Starksche Methode mit Hilfsfeld benutzten. Seit dem vorigen Jahre gelang es uns, die Felder bis zu 702,500 Volt/cm zu steigern und dadurch Rotverschiebungen bis zu etwa 13 Å zu erhalten. Unsere experimentell beobachteten Rotverschiebungen ergaben eine ausgezeichnete Bestätigung der Schrödingerschen Theorie, indem sie mit den von Wentzel, Waller und Epstein nach der Schrödingerschen Theorie berechneten Werten des Stark-Effektes zweiter Ordnung übereinstimmten. Eine Diskrepanz, die sich früher für die höheren Komponenten von H_γ ergeben hatte, beruhte auf einer nicht ganz richtigen Berechnungsweise unsererseits, worauf uns Herr Minkowski freundlichst aufmerksam machte. Eine erneute Berechnung ergab auch für diese Komponenten ausgezeichnete Übereinstimmung mit der Theorie[2]). Ich möchte hier nicht unerwähnt lassen, daß die von uns erreichten Felder sich bereits den Eigenfeldern in den Atomen merklich zu nähern beginnen.

Auch in anderer Beziehung haben sich die Kanalstrahlen als überaus wertvolles Hilfsmittel erwiesen, um die Schrödingersche Theorie spektroskopisch zu prüfen. Ich meine die sehr sorgfältigen Versuche von H. Mark und R. Wierl[3]) über das Intensitätsproblem der Aufspaltungskomponenten beim Stark-Effekt des Wasserstoffs. Die relativen Intensitäten der Komponenten waren seinerzeit von Kramers auf Grund der Bohrschen Theorie berechnet und in befriedigender Übereinstimmung mit den Starkschen Beobachtungen gefunden worden. Nun zeigen erneute Berechnungen von Schrödinger nach der Wellenmechanik gegenüber den Starkschen Messungen gewisse systematische Abweichungen. Ferner hat P. S. Epstein nach der Wellenmechanik die Intensitäten berechnet. Seine Werte ergeben nun wieder Abweichungen von den Schrödingerschen Berechnungen, aber relativ gute Übereinstimmung mit den Starkschen Messungen[4]). Wir sehen also, daß die Grundlagen der Berechnung wohl noch nicht ganz eindeutig festliegen. Mark und Wierl untersuchten die Intensitäten sowohl in paralleler als auch in senkrechter Zuordnung von Feld- und Kanalstrahl, und fanden dabei für bewegtes Stoßleuchten (für die π-Komponenten von H_γ, H_α und H_β) eine mit der Schrödingerschen Theorie übereinstimmende Intensitätsverteilung, falls das Feld senkrecht zur Bewegungsrichtung der Kanalstrahlen verlief; für das ruhende Leuchten, das Abklingungsleuchten, sowie für eine Feldrichtung parallel dem Kanalstrahl ergaben sich Abweichungen. Die Intensitäten der σ-Komponenten waren mit der Theorie nicht im Einklang. Erneute Versuche bringen das Intensitätsproblem in Zusammenhang mit den Polarisationserscheinungen des Kanalstrahllichtes. Doch brauche ich hier nur auf den eben stattgefundenen Vortrag von Herrn Wierl zu verweisen, insbesondere da wir später uns nochmals mit Polarisationserscheinungen beschäftigen wollen. Äußerst erfolgreich haben sich auch die japanischen Forscher Y. Ishida und Hiyama Kamijima und Fukushima der Kanalstrahlen unter Verwendung der Lo Surdo-Methode bedient, um den Starkeffekt bei Wasserstoff, Helium, Lithium und Neon zu untersuchen. Sie erreichen mit ihrer Anordnung — sehr enge Röhren unter gewaltiger Strombelastung — Feldstärken bis 667,000 Volt/cm. Während ihre Meßgenauigkeit nicht ausreichend ist, um die Schrödingersche Theorie aus dem Starkeffekt zweiter Ordnung beim Wasserstoff zu prüfen[1]), ist ihre Anordnung jedoch sehr geeignet, um die Starkeffekte höherer Atome zu beobachten und bilden somit eine wertvolle Weiterführung der Versuche insbesondere japanischer, englischer und dänischer Forscher. Von R. Ladenburg[2]) sind kürzlich die einschlägigen Arbeiten in einem zusammenfassenden Bericht in ihrer quantentheoretischen Bedeutung gewürdigt worden.

Ich möchte hier noch erwähnen, daß die von uns benutzte Methode des Gegenfeldes auch zum Studium des Starkeffektes bei anderen Gasen außer Wasserstoff sehr geeignet ist, da irgendeine Beeinflussung der Frequenz durch elektrische Felder infolge der besonderen Form des Aufspaltungsbildes (Fig. 2) sehr leicht merkbar wird. So lassen unsere Aufnahmen den Starkeffekt am Viellinienspektrum deutlich erkennen.

1) H. Rausch v. Traubenberg und R. Gebauer, Zeitschr. f. Phys. **54**, 307, 1929.

2) H. Rausch v. Traubenberg und R. Gebauer, Zeitschr. f. Phys. **56**, 254, 1929.

3) H. Mark und R. Wierl, Zeitschr. f. Phys. 53, 526, 1928; **55**, 156, 1929.

4) Siehe auch W. Gordon u. R. Minkowski, Die Naturwissenschaften **17**, 368, 1929.

1) Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen ist es M. Kiuti nach der Lo Surdo-Methode ebenfalls gelungen genügend präzise Aufnahmen zu erhalten, aus denen er auch die Schrödingersche Theorie beweisen konnte. Zeitschr. f. Phys. **57**, 658, 1929.

2) R. Ladenburg, Physik. Zeitschr. **30**, 369, 1929; siehe auch dort die einschlägige Literatur.

Im hiesigen Institut ist noch eine andere Arbeit auf meine Veranlassung in Vorbereitung, deren Ziel darin besteht, die Atomfelder fester Materie mit Hilfe des Stark-Effektes nachzuweisen. Von Saxén[1]) waren schon früher Versuche in dieser Richtung mit einem gewissen Erfolge angestellt worden, indem er Kanalstrahlen an Kristalloberflächen reflektieren ließ und einen möglichen Starkeffekt durch Verbreitung der Spektrallinien an der Reflexionsstelle nachwies. Bei unseren Versuchen, denen sich Fräulein E. Horovitz widmet, durchsetzen *H*-Kanalstrahlen dünne Metallfolien. Die Durchtrittsstelle wird nun auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet und die Linienbreite mit derjenigen ohne zwischengeschaltete Folie verglichen. Unsere Beobachtungen werden vorläufig durch den Dopplereffekt der durch die Folien gestreuten Kanalstrahlen erschwert; doch hoffen wir bald dieser Schwierigkeit Herr zu werden. Vielleicht lassen sich auf diese Weise auch auf optischem Wege elektrische Felder in der Materie nachweisen.

Von neuem beginnen die Polarisationserscheinungen des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichtes Interesse zu erregen. Bekanntlich ist das von Kanalstrahlen ausgesandte Licht in Richtung des Geschwindigkeitsvektors der Kanalstrahlen polarisiert (Stark-Lunelund-Effekt). Diese Polarisation ist offenbar auf die Zusammenstöße der Kanalstrahlträger mit den Atomen des Ruhgases zurückzuführen. Das Abklingungsleuchten im Hochvakuum ist nämlich nicht polarisiert wie besonders durch R. v. Hirsch und R. Döpel[2]) bewiesen worden ist. Wir wissen durch die Versuche von Skinner, daß Elektronenstoßstrahlung unter Umständen polarisiertes Leuchten zur Folge haben kann. Die polarisierte Emission der Kanalstrahlen kann eine analoge Erscheinung sein. Es haben sich verschiedene Forscher seit Stark und Lunelund mit diesem Effekt beschäftigt. Auch im hiesigen Institute sind mehrere Arbeiten der Polarisation des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichtes gewidmet worden. Unsere Beobachtungen wurden sehr erleichtert durch ein besonders empfindliches Interferenzpolariskop, welches ich für visuelle Beobachtung zusammen mit Herrn Levy durchgebildet habe[3]).

Mit Herrn Levy[4]) habe ich den Einfluß schwacher Magnetfelder auf den Polarisationszustand des von Wasserstoffkanalstrahlen ausgesandten Lichtes eingehend untersucht. Wir konnten damals zeigen, daß völlig analoge Erscheinungen auftraten, wie sie Hanle für die polarisierte Resonanzfluoreszenz gefunden hatte. Wie bei ihm konnte die Einführung einer Larmorpräzession der gedämpft schwingenden Atome, sowohl die beobachtete Drehung der Polarisationsebene als auch die Depolarisation im magnetischen Felde erklären. Allerdings wurden in stärkeren Feldern 30—50 Gauß die von der Theorie geforderten Grenzwerte der Drehung 45° nicht erreicht, sondern nur etwa 30°. Ferner ergab sich die Dämpfungskonstante als nicht konstant, sondern als steigend mit wachsendem Felde. Offenbar wurde der polarisierte Anteil der Emission durch das Feld geschwächt. Es besteht nun die Möglichkeit, daß diese Vergrößerung der Dämpfung auf eine Vergrößerung der Störungsquerschnitte infolge der Larmorpräzession zurückgeführt werden kann. Diese Annahme würde auch den zu kleinen Polarisationsgrad erklären, der von uns in Feldern bis von etwa 50 Gauß in Richtung der Kanalstrahlen beobachtet wurde (3 Proz. statt 7 Proz.).

Nach dem oben Gesagten ist nun eine Schwächung der Balmeremission im Kanalstrahl schon durch schwache magnetische Felder zu erwarten. Wir untersuchten in der folgenden Zuordnung von Strahl-, Feld- und Visionsrichtung (Fig. 4). Aus rein geometrischen Gründen kann man diese von uns gefundene Intensitätsschwächung nicht erklären, ebenso ist dieselbe nicht allein auf eine Beeinflussung der beim Umladungsprozeß auftretenden Elektronen durch das magnetische Feld zurückzuführen. (Die bei den verschiedenen Zuordnungen von Strahl-, Feld- und Visionsrichtung und Nikolstellung gefundenen Schwächungen sind mit den beiden Annahmen nicht vereinbar.)

Wir halten es deswegen für plausibel, daß durch das Feld die Störungs-, vielleicht auch Anregungsbedingungen des Leuchtens der Atome verändert werden, indem die eintretende Larmorpräzession darauf einen Einfluß hat.

Wie aus den Tabellen hervorgeht, steigt die Schwächung mit wachsender Gliednummer der Serie. Die Schwächung betrifft hauptsächlich die parallele Komponente der Emission und ist von der Größenordnung des Polarisationsgrades; wir glauben deswegen, daß der Polarisationsgrad des Stark-Lunelundeffektes mit steigender Gliednummer der Serie wächst. Für H_α und H_β haben wir das schon früher direkt gemessen. Im großen und ganzen läßt sich also die Beeinflussung der Polarisation des von *H*-Kanalstrahlen ausgesandten Lichtes mit einfachen theoretischen Annahmen plausibel machen.

1) B. Saxén, Acta Acad. Aboensis Math. et Phys. **1**, 16, 1922.

2) R. Döpel u. R. v. Hirsch, Ann. d. Phys. **82**, 16, 1927.

3) H. Rausch v. Traubenberg u. S. Levy, Physik. Zeitschr. **27**, 763, 1926.

4) H. Rausch v. Traubenberg u. S. Levy, Zeitschr. f. Phys. **44**, 549, 1927.

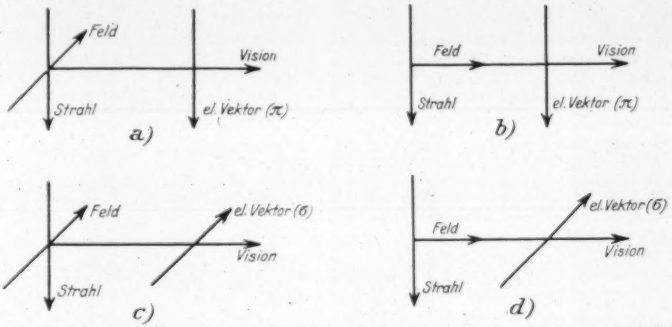


Fig. 4.

a) Schwächung.

H_α	H_β	H_γ	H_δ
16	26	33	37 %

b) Schwächung.

H_α	H_β	H_γ	H_δ
	20	25	39 %

c) Schwächung.

H_α	H_β	H_γ	H_δ
	0	14	19 %

d) Schwächung.

H_α	H_β	H_γ	H_δ
	0	0	0

Wesentlich komplizierter liegen die Verhältnisse für die Beeinflussung der Polarisation des Kanalstrahllichtes durch elektrische Felder. Bereits 1926 konnte K. L. Hertel[1]) zeigen, daß schwache elektrische Felder einen Einfluß auf den Polarisationszustand von abklingenden Wasserstoffkanalstrahlen haben, indem der elektrische Vektor parallel dem Felde zunimmt. Er konnte später sogar eine eigentümliche periodische Schwankung des Polarisationsgrades im abklingenden Strahl längs dem elektrischen Felde nachweisen[2]).

Von E. Rupp[3]) wurden ähnliche Versuche angestellt, die ebenfalls periodische Änderung der Polarisation ergaben, aber in ihrer ersten Ausführung verschiedene Fehlerquellen enthielten, und die ihn veranlaßten, die Arbeiten nochmals zu wiederholen, wobei sich aber herausstellte daß die periodischen Schwankungen der Polarisation nur in Feldern auftraten, die unter 45° zur Strahlrichtung verliefen. Nur für diesen Fall ließ nämlich die Theorie für einen bewegten anharmonischen Oszillator eine solche Einwirkung des Feldes erwarten.

Von A. Weigl[4]) war gleichzeitig im Prager Institut der Einfluß elektrischer Felder auf das Leuchten von Wasserstoffkanalstrahlen studiert worden, und zwar für Druckleuchten. Für ein elektrisches Feld, dessen Kraftlinien senkrecht auf der Kanalstrahlrichtung stehen, ergab sich mit steigender Feldstärke zunächst ein Abnehmen der Polarisation, welche dann durch Null hindurchgehend in eine lineare Polarisation in der Feldrichtung überging und einem Sättigungswert zustrebte. Bei einem Winkel von 45° zwischen Feld- und Strahlrichtung erscheint in Analogie zu den Hanleschen Messungen bei der Resonanzfluoreszenz das ursprünglich linear polarisierte Licht als elliptisch polarisiert. Bei großem Druck und großen Feldstärken trat auch hier lineare Polarisation auf. Jedenfalls werden die Polarisationserscheinungen des Kanalstrahllichtes auch in elektrischen Feldern einmal dazu beitragen, unsere Vorstellungen über den Anregungsmechanismus durch schnelle bewegte atomare Träger zu vertiefen.

Einen weiteren Beitrag zu diesem Problem liefern wohl auch Versuche, welche darüber angestellt wurden, wie sich die Strahlungsintensität bewegter leuchtender Atome im Kanalstrahl in bezug auf die Bewegungsrichtung verteilt. Solche Versuche über eine Axialität der Intensität sind zuerst von J. Stark[1]) und dann von mir[2]) schon vor mehreren Jahren angestellt worden und ergaben Anzeichen dafür, daß die Ausstrahlung in der Bewegungsrichtung größer ist, wie in der entgegengesetzten Richtung. Ich habe meine Messungen später nach den verschiedensten Rich-

1) K. L. Hertel, Proc. Nat. Acad. Amer. **12**, 449, 1929.
2) K. L. Hertel, Phys. Rev. **29**, 848, 1927.
3) E. Rupp, Ann. d. Phys. **85**, 515, 1928 und 87, 285, 1928.
4) A. Weigl, Die Naturwissenschaften 1928, S. 1042.

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **11**, 179, 1910.
2) H. Rausch v. Traubenberg, Phys. Zeitschr. **25**, 606, 1924.

tungen hin variiert und wiederholt und dabei zusammen mit Dr. Goldschmidt und Dr. Levy festgestellt, daß für die Gesamtintensität (zur Verwendung kam ein Spektralphotometer mit geringer Dispersion) jedenfalls ein Axialitätseffekt für H_β von der ursprünglich gefundenen Größe nicht vorhanden ist. Meine ersten Messungen müssen durch eine unbekannte Fehlerquelle — die Versuche sind äußerst mühsam — entstellt worden sein. Inzwischen ist auch von

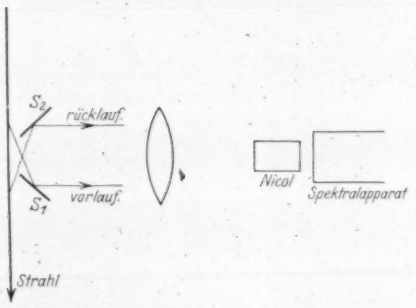


Fig. 5.

Herrn Stark[1]) nach einer von ihm erdachten, sehr schönen Spiegelmethode (siehe weiter unten) nach dem Auftreten einer Axialität der Strahlung bei Wasserstoff und Heliumkanalstrahlen gesucht worden.

Die Dissymmetrie der Strahlung, die Herr Stark fand, ist von R. v. Hirsch und R. Döpel[2]) aus experimentellen Gründen angezweifelt worden. Ich habe in diesem Jahr zusammen mit Herrn S. Levy die Versuche nochmals aufgenommen und möchte jetzt darüber in Kürze berichten. Wir benutzten die von Stark angegebene Spiegelmethode.

Der Spiegel S_1 reflektiert vorlaufendes, der Spiegel S_2 rücklaufendes Licht in den Spektralapparat, während die Mitte der Spalte durch nichtgespiegeltes Licht erleuchtet wird (siehe Fig. 5 und das schematische Spektralbild Fig. 6a).

Zur Verwendung kam ein Spektralapparat mit Steinheiloptik (zwei Prismen, Objektive 22,5 cm Brennweite). Erregt wurde die Röhre mit einer Stabilivoltanlage von Siemens & Halske, die wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verdanken. Die Betriebsspannung betrug meist 15 KV. Die ruhende Intensität war von der bewegten bei H_γ vollständig getrennt, auch bei H_β war die Trennung meist deutlich, während

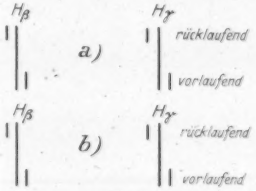


Fig. 6.
a) ohne Magnetfeld. b) mit Magnetfeld.

bei den Starkschen Aufnahmen die Trennung (absichtlich) nur unvollkommen war. Wir haben auf eine Messung der unter 90° emittierten Intensität verzichtet und nur die unter 45° und unter 135° emittierten Strahlungen miteinander verglichen. Da die Struktur der ruhenden und bewegten Intensität (scharfe und verwaschene Linie) sehr verschieden ist, haben wir keine Umwertung der Photometerkurven im Intensitätsmaß vorgenommen und nur die Maxima der Hamburger Registrierkurven als qualitatives Maß herangezogen. Bildet man das Doppelverhältnis

$$\left(\frac{\text{bewegte Intensität vorlaufend}}{\text{ruhende Intensität vorlaufend}}\right) : \left(\frac{\text{bewegte Intensität rücklaufend}}{\text{ruhende Intensität rücklaufend}}\right),$$

so ergaben unsere Messungen im Mittel sowohl für H_β als auch für H_γ gleich „1" innerhalb der Fehlergrenze. Falls man annimmt, daß die ruhende Intensität sich in der vor- und rücklaufenden Stellung nicht ändert[3]), so würde das für Strahlungsgleichheit der bewegten Intensität nach hinten und vorne, also gegen eine Axialität sprechen. Jedoch wurden in der eben beschriedenen Anordnung zu wenig Aufnahmen gemacht, um die Frage zu entscheiden.

Hingegen gelang es mir und Herrn Levy das Problem in etwas veränderter Form mit größerem Erfolg anzugreifen. Etwaige Dissymmetrien in der Strahlung sind nur für das polarisierte Leuchten zu erwarten, infolgedessen haben wir durch Vorschalten eines Nikols, dessen Schwingungsebene parallel zum Kanalstrahl stand, die Methode verfeinern können, da ein so gerichteter Nikol die Komponente des Stark-Lunelund-Effektes ungehindert hindurchläßt. Durch unsere Arbeiten über die Beeinflussung des Polarisationszustandes und die Intensitätsschwächung der Balmer-Serie durch schwache magnetische Felder,

1) J. Stark, Die Axialität der Luftemission und Atomstruktur. Berlin 1927.

2) R. v. Hirsch u. R. Döpel, Physik. Zeitschr. **29**, 394, 1928.

3) Daß die ruhende und die bewegte Intensität sich beide im gleichen Sinne ändern, ist wenig wahrscheinlich.

wissen wir, daß hauptsächlich die zur Kanalstrahlrichtung parallele Komponente der Emission geschwächt wird und diese Schwächung mit wachsender Gliednummer steigt; sie wächst also offenbar mit steigendem Polarisationsgrade und kann als ungefähres Maß für diesen betrachtet werden.

Untersucht man nun die Ausstrahlung in den Richtungen 45^0 und 135^0 mit der Kanalstrahlrichtung durch Verwendung der eben beschriebenen Starkschen Spiegelanordnung unter Zwischenschaltung eines Nikols, und trennt die bewegte und die ruhende Intensität spektroskopisch voneinander, so erkennt man, daß durch Einschalten eines schwachen magnetischen Feldes (etwa 50 Gauß) der nach rot verschobene Dopplerstreifen (135^0) deutlich mehr geschwächt wird, wie der nach violett verschobene (45^0). Die dazu gehörigen ruhenden Intensitäten verhalten sich offenbar umgekehrt. Dabei zeigt H_γ den Effekt in stärkerem Maße wie H_β. Aus der verschiedenen Beeinflussung der ruhenden Linien und der zugehörigen Dopplerstreifen durch das Feld ist zu schließen, daß deren Polarisationsgrad in den Richtungen 45^0 und 135^0 nicht derselbe ist: und zwar ist er für die bewegte Intensität in der rücklaufenden Richtung größer, für die ruhende Intensität in der vorlaufenden Richtung größer.

Das von uns benutzte Verfahren des magnetischen Feldes hat den Vorteil, daß man nur

$$\left(\frac{\text{Maximalausschlag vorlaufend}}{\text{Maximalausschlag rücklaufend}}\right)_{\text{mit Feld}} : \left(\frac{\text{Maximalausschlag vorlaufend}}{\text{Maximalausschlag rücklaufend}}\right)_{\text{ohne Feld}}$$

so erhalten wir aus einer größeren Zahl von Aufnahmen für die bewegten Intensitäten dieses Verhältnis deutlich größer wie 1, für die ruhenden Intensitäten aber etwas kleiner wie 1.

Daraus glauben wir schließen zu dürfen, daß das Strahlungsfeld der durch den Stoß angeregten Kanalstrahlteilchen eine gewisse Dissymmetrie besitzt, derart, daß die bewegten Atome mehr nach rückwärts polarisiert ausstrahlen, die ruhenden dagegen mehr nach vorwärts. Ob sich diese Dissymmetrie auch auf die Intensität des Strahlungsfeldes bezieht oder nur auf die Polarisation, bleibt abzuwarten.

Von Herrn J. Stark[1]) ist kürzlich eine Dissymmetrie der Lichtemission der Wasserstoffatome im elektrischen Feld beschrieben worden, die sich auf die Intensität der Starkeffektkomponenten bezieht; und zwar werden die violetten Komponenten in Richtung des elektrischen Feldes intensiver ausgestrahlt als entgegengesetzt dazu. Die roten Komponenten verhalten sich umgekehrt.

1) J. Stark, Die Naturwissenschaften **17**, 568, 1929.

Spektrallinien gleichartiger Struktur miteinander zu vergleichen braucht, also nur bewegte Intensität mit und ohne Feld, bzw. ruhende Intensität mit und ohne Feld. Wir haben vorläufig noch darauf verzichtet, die Ausschläge des Hamburger

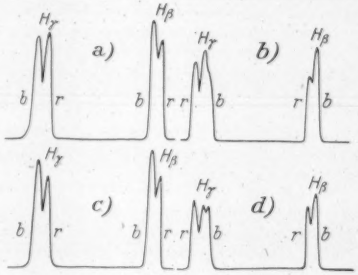


Fig. 7.

a) vorlaufende ohne Magn. *b*) rücklaufende ohne Magn.
c) vorlaufende mit Magn. *d*) rücklaufende mit Magn.
b bewegte Intensität; *r* ruhende Intensität.

Photometers im Intensitätsmaß umzuwerten und benutzten nur die Maximalausschläge als qualitatives Maß.

Fig. 6a und b zeigt das schematische Spektralbild, Fig. 7 die zugehörigen Hamburger Photometerkurven. Bildet man das folgende Doppelverhältnis für die Maximalausschläge:

Obgleich die eben angeführten Effekte experimentell noch intensiv weiter erforscht werden müssen, scheinen sie mir doch einen aussichtsvollen Weg zu bedeuten, um einen tieferen Einblick in den Mechanismus der Lichtanregung zu gewinnen.

Es ist mir im Rahmen dieses Vortrages nicht mehr möglich, auf neuere wichtige Versuche über den Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie einzugehen. Ich hoffe, daß es mir gelungen ist, Ihnen zu zeigen, daß das Studium der Kanalstrahlen keineswegs abgeschlossen ist, sondern daß wir erwarten können, durch eine weitere Forschung auf dem Gebiet der Kanalstrahlen wesentliche Beiträge zur Entwicklung der modernen Physik zu gewinnen.

Diskussion.

Herr Sommerfeld (München): Ich sehe nicht, warum die Schrödingersche Theorie weniger imstande sein soll, ein Nachhinken in der zeitlichen Anpassung an das Feld zu geben als die ältere Theorie. Allerdings ist die Schrödinger-

sche Theorie des Stark-Effektes nur für stationäre Felder ausgeführt; aber die Wellenmechanik kann prinzipiell auch nichtstationäre Felder behandeln.

Herr Rausch v. Traubenberg: Es wäre sehr zu begrüßen, wenn die Theorie des nichtstationären Stark-Effektes in Angriff genommen würde.

Herr Seeliger (Greifswald): Wir haben in der ersten Kathodenschicht an der *Hg*-Linie 4347 Polarisationsgrade bis zu 25 Proz. gefunden. Könnte man diesen Befund verstehen, wenn in der ersten Kathodenschicht das Leuchten nur ein Kanalstrahlenleuchten ist? Oder müßte man noch ein Elektronenstoßleuchten mit dem Skinner-Quarder-Effekt annehmen?

Herr Rausch v. Traubenberg: Für alleiniges Kanalstrahlleuchten erscheint mir der Polarisationsgrad zu groß.

Herr Steubing (Breslau): Die Schwierigkeiten der Intensitätsmessungen und der polarisierten Intensität sind bei Anwendung magnetischer Felder vielleicht besonders groß. Eigene Versuche haben mir gezeigt, daß bei Beobachtung des gewöhnlichen Doppler-Effektes im Visionsradius die Intensitätsverteilung sich ändert, wenn man ein schwaches longitudinales Feld auf das Kanalstrahlenbündel wirken läßt. Die Änderung ist ähnlich wie sie bei Zusatz bestimmter Fremdgase auftritt.

Herr W. Hanle (Jena): Die Versuche über die zeitliche Anpassung an das elektrische Feld wurden vermittels Wasserstoffkanalstrahlen ausgeführt. Da die Lebensdauer der in Betracht kommenden angeregten Zustände sehr klein ist, muß die Anpassung auf einer sehr kurzen Strecke erfolgen, was die Genauigkeit dieser Versuche stark beeinträchtigt. Ich möchte daher anregen, ähnliche Untersuchungen mit *Cd*- oder *Zn*-Kanalstrahlen anzustellen und die Anpassung an das elektrische Feld bei den Interkombination-Resonanzlinien dieser Elemente zu beobachten. Die angeregten Zustände, von denen diese Linien bei *Cd* und *Zn* ausgehen, besitzen eine 100- bzw. 1000 mal größere Lebensdauer als die betr. Zustände beim Wasserstoff. Die Anpassung an das elektrische Feld könnte dann vermutlich auf einer Strecke von mehreren Zentimetern verfolgt werden.

Bei den hohen elektrischen Feldstärken, die Herr v. Traubenberg analysieren kann, dürfte auch eine elektrische Aufspaltung der Resonanzlinien von *Cd* und *Zn* beobachtbar sein, da die Aufspaltung quadratisch mit der Feldstärke geht. Andernfalls müßte die Anpassung an ein magnetisches Feld untersucht werden.

Herr Pringsheim (Berlin): Ist es theoretisch vorstellbar, daß „Eintritts- und Austrittsdach" nicht symmetrisch verlaufen?

Herr Rausch v. Traubenberg: Zur Beantwortung dieser Frage müßte die Theorie des nichtstationären Stark-Effektes bekannt sein.

Herr R. Wierl (Ludwigshafen): Die rasche Anpassung an die veränderte Umwelt ergibt sich auch aus dem ungleich rascheren Abfall der Polarisation gegenüber dem Intensitätsabfall beim Übertritt ins Hochvakuum. Auch die Intensitätsdissymmetrie verschwindet sofort beim Übertritt ins Hochvakuum.

W. Seitz und G. Harig (Aachen), Über das Schwärzungsgesetz der photographischen Platte für Elektronenstrahlen. Vorgetragen von W. Seitz. Mit Tafel XVIII—XXII.

In vielen Fällen ist die photographische Platte das einfachste, oft vielleicht einzige Mittel, Elektronenstrahlen nachzuweisen und zu messen. Merkwürdigerweise fehlen aber bis jetzt einigermaßen planmäßige Untersuchungen über die Abhängigkeit der Schwärzung von der Menge und Geschwindigkeit der Elektronen.

Auf meine Veranlassung hat Herr Dr. Nacken diese Frage für Elektronen des Geschwindigkeitsintervalls 700 bis 8700 Volt bearbeitet, und ich und Herr Dr. Harig haben diese Untersuchungen weiter ausgedehnt. Auf die Versuchsanordnung, die in der Dissertation Nacken genau beschrieben ist, gehe ich nicht näher ein. Die Elektronen werden von einer Glühkathode ausgesandt und durchsetzen eine Reihe von Diaphragmen. Damit nicht mit ihnen zugleich Licht auf die photographische Platte fällt, werden sie durch zwei Paare von Kondensatorplatten, zwischen denen ein elektrostatisches Feld geeigneter Stärke herrscht, auf S-förmiger Bahn geführt und gelangen schließlich in einen Faradayzylinder. Hier wird die auftreffende Elektrizitätsmenge galvanometrisch gemessen. Im Boden des Faradayschen Zylinders befindet sich ein rechteckiges Loch von $2 \times 1{,}7$ mm und hinter diesem die kreisförmige photographische Platte. Durch Drehen eines Schliffs können nacheinander verschiedene Teile der Platte exponiert werden. Stromquelle waren bis 8130 Volt ein bis drei hintereinander geschaltete Hochspannungsgleichstromdynamos, bei höheren Spannungen eine Stabilivoltanlage von Siemens, für deren Beschaffung ich der deutschen Notgemeinschaft meinen besten Dank ausspreche.

Die Schwärzung wurde mit einem Registrierphotometer bestimmt. Bis jetzt wurden ausschließlich Agfa-Kontrastplatten und Filme untersucht. Leider wechselt die Empfindlichkeit der Platten von Packung zu Packung recht erheblich.

Schon Herr Dr. Nacken hatte geprüft, ob die

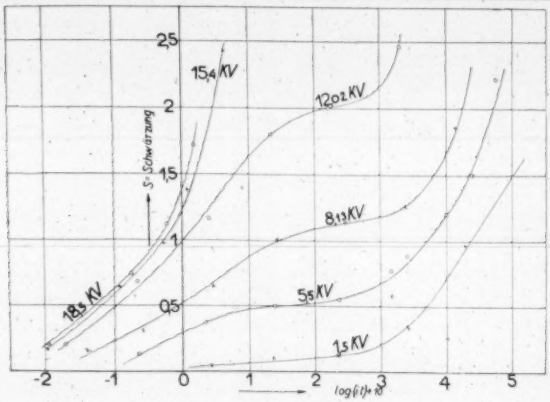


Fig. 1.

Schwärzung allein durch das Produkt von Elektronendichte und Expositionszeit bestimmt ist, wobei die Stromdichte, d. i. Elektronenmenge pro cm² bis zu dem 15fachen Betrag und die Zeit dementsprechend variiert wurde. Dies konnte bis zu Elektronengeschwindigkeiten von 8700 Volt bestätigt werden, doch sind Andeutungen vorhanden, daß bei größeren Geschwindigkeiten die Schwärzung wächst, wenn die gleiche Strahlenmenge auf eine kürzere Zeit zusammengedrängt wird.

Das Schaubild Nr. 1 zeigt die Abhängigkeit der Schwärzung vom Logarithmus des Produkts der Elektronendichte (i), die auf die Platte fiel, und der Expositionsdauer (t), und zwar für die Kathodenspannungen 1500, 5500, 8138, 12 020, 15 490, 18 500 Volt[1]).

Ordinate ist die Schwärzung (S), berechnet in der allgemein gebräuchlichen Weise zu

$$\log \frac{\text{Lichtintensität des Schleiers}}{\text{Lichtintensität der geschwärzten Stelle}}.$$

Die absoluten Werte der Stromdichte lagen zwischen $2{,}87 \cdot 10^{-10}$ und $28 \cdot 10^{-10}$ Ampère per cm², die Expositionszeiten zwischen 0,0026 sec und einer Stunde[2]). Die Kreuzchen und Ringe stellen Mittelwerte dar, die aus mehreren Einzelmessungen gewonnen sind.

Die Kurven haben einen charakteristischen Verlauf, der bei der 5500 Volt-Kurve besonders ausgeprägt ist. Anfangs nimmt die Schwärzung annähernd proportional dem log (i, t) zu, scheint sich dann einem Sättigungswert nähern zu wollen, um schließlich für große Werte von (i, t) von neuem stark zu wachsen.

Leider sind Schwärzungen, deren Werte größer als 1,5 sind, nicht genau zu photometrieren.

Jenes Stück der Kurve, das ich als Sättigungswert bezeichnen möchte, nimmt mit wachsender Kathodenspannung an Ausdehnung ab, und ist bei den 15 490- und 18 500-Volt-Kurven nicht mehr nachweisbar, oder es liegt hier bei Schwärzungen, die für die photometrische Messung zu groß sind.

Man gewinnt bei Betrachtung der Kurven den Eindruck, daß sich zwei Effekte übereinander lagern. Der eine ist die Schwärzung, die primär durch die Elektronenstrahlung hervorgebracht wird. Wie ich nachweisen konnte, dringen die Elektronen selbst bei 15 000 Volt nur in geringe Tiefe der photographischen Schicht ein. Wenn alle für die primären Elektronen erreichbaren Körner geschwärzt sind, dann kann diese primärerzeugte Schwärzung nicht weiter zunehmen. Nun kommt die photochemische Wirkung der Röntgenstrahlen hinzu, die durch die primären Elektronen in der photographischen Schicht selbst erzeugt werden und die viel tiefer eindringen. Sie machen sich für kleine Elektronengeschwindigkeiten, d. i. auf den 1500- und 5500-Volt-Kurven, erst für große Werte von $i \cdot t$ bemerkbar. Bei hohen Kathodenspannungen ist die Wirkung der Röntgenstrahlen selbstverständ-

1) Der Verlauf der 1500, 5500, 8138 Volt Kurven stimmt mit jenen, die Dr. Nacken für die gleichen Spannungen bestimmt hat, nicht quantitativ überein, was auf Verschiedenheiten in der Emulsion zurückzuführen ist.

2) Die Exposition wurde in folgender Weise ausgeführt: Das Elektronenbündel war durch das Feld einer Stromspule aufgerollt. Dieser Hilfsstrom wurde für die gewünschte Zeitdauer der Exposition ausgeschaltet und zwar bei längeren Zeiten mit Hilfe einer Stoppuhr, die $^1/_{100}$ Sekunde angab, bei kürzeren durch eine herabfallende Kugel, die zwei Kontakte auslöste, bei den kürzesten durch ein Helmholtzsches Pendel.

lich viel stärker, und deshalb verschwindet mehr und mehr das Stück der Kurve, das ich als Sättigungswert bezeichnet habe.

Um diese Hypothese zu prüfen, haben wir Aufnahmen auf Agfa-Kontrast-Plan-Filmen gemacht, die wohl die gleiche Emulsion wie die Agfa-Kontrast-Platten haben.

Von diesen wurden mit dem Mikrotom senkrecht zur Oberfläche Schnitte von 2 μ Dicke hergestellt und mikroskopisch photographiert. Die Vergrößerung betrug 760.

Fig. 2 zeigt einen solchen Schnitt. Die Kathodenspannung betrug 1500, die Expositionsdauer 0,32 sec, die Elektronendichte $7{,}84 \cdot 10^{-10}$. Die Schwärzung fällt also in jenen Teil der Kurve, auf der die Röntgenstrahlen nach der gemachten Hypothese kaum bemerkbar sind, wo wir also nahezu reine Elektronenschwärzung haben. d ist die Dicke der photographischen Schicht. Man erkennt deutlich, daß die geschwärzte Schicht sich nur auf eine Dicke von 2—3 Körnern erstreckt. Die vereinzelten Silberkörner, die sich in tieferen Lagen finden, sind über die ganze

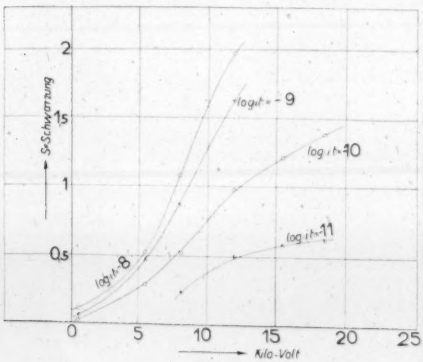


Fig. 7.

Platte, auch die nicht exponierten Stellen, verteilt. Sie bilden den chemischen Schleier. Fig. 3 zeigt eine Serie solcher Schnitte.

Die Aufnahmen wurden mit wachsender Exposition bei 1500 Volt Kathodenspannung hergestellt.

Man sieht deutlich, wie bei starker Exposition, also großem $i \cdot t$ die Dicke der geschwärzten Schicht zunimmt.

Noch deutlicher ist das auf Fig. 4, 5 und 6.

Die Aufnahmen mit großer Dicke der Schwärzung entsprechen den Teilen der Kurven, auf denen die Röntgenstrahlenwirkung vorherrscht.

In Fig. 7 haben wir die Abhängigkeit der Schwärzung von der Kathodenspannung für bestimmte Werte von $\log i \cdot t$ dargestellt. Diese Kurven sind teils aus der Kurventafel (6), teils durch Aufnahmen auf einer Platte bei konstant gehaltenem $i \cdot t$ und variierter Kathodenspannung gewonnen.

Nun muß ich noch über ein eigentümliches Phänomen, das bei hohen Werten von $i \cdot t$, also bei starker Schwärzung mit großer Regelmäßigkeit auftritt, berichten.

Fig. 8 zeigt in 16facher Vergrößerung die von Elektronenstrahlen geschwärzte Stelle einer photographischen Platte.

Die betreffende Kathodenspannung betrug 5500 Volt, $\log i \cdot t = 4{,}38 - 10$ Amp. · sec. Zu bemerken ist, daß bei allen Messungen auf der photographischen Schicht eine etwa 2 mm starke Messingplatte auflag, in die rechteckige Löcher eingeschnitten waren. Die Größe dieser Löcher betrug in diesem Falle $1{,}6 \cdot 3{,}5$ mm². In der Mitte des geschwärzten Feldes sieht man einen dunklen Kern, und am Rande des Feldes stark geschwärzte Streifen, die unter die bedeckende Messingplatte hinuntergehen. Die Struktur des Kerns ist noch besser bei stärkerer Vergrößerung auf Fig. 9 zu sehen. Auffällig ist die ausgesprochene Regelmäßigkeit.

Wenn man die Löcher der bedeckenden Messingplatte kleiner und kleiner wählt, nimmt die Ausdehnung des Kerns ab und verschwindet schließlich. Man könnte wohl an Beugungserscheinungen denken, doch möchten wir auf Klärungsversuche verzichten, bis wir, wie wir beabsichtigen, planmäßige Versuche zur Klärung dieser Frage ausgeführt haben.

Schließlich sprechen wir noch der Gesellschaft der Freunde der Aachener Hochschule für die finanzielle Unterstützung bei dieser Arbeit unseren besten Dank aus.

C. Ramsauer und R. Kollath[1]) (Berlin), Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt. (Aus dem Forschungs-Institut der AEG.)

Wir haben uns die Aufgabe gestellt[2]), den Verlauf der Wirkungsquerschnittskurven für die Edelgase unter 1 Volt bis zu möglichst geringen Elektronengeschwindigkeiten herab quantitativ und einwandfrei festzustellen. Die Hauptschwie-

1) Vorgetragen von C. Ramsauer.

2) Die ausführliche Veröffentlichung wird gleichzeitig den Annalen der Physik eingereicht, wo namentlich die Auswahl der Methodik und der Vergleich mit den Forschungsergebnissen anderer Autoren eingehender behandelt sind.

1500 Volt

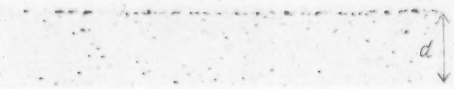
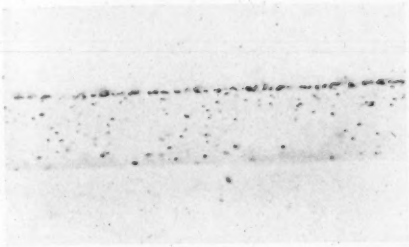
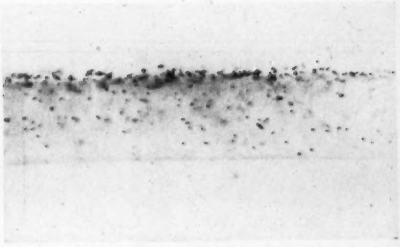


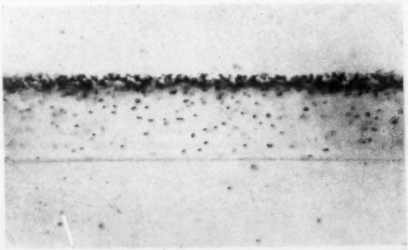
Fig. 2.



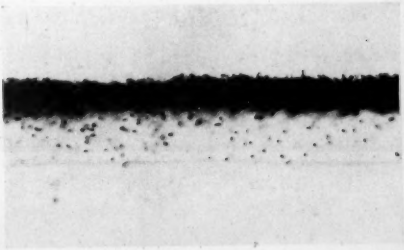
$\log it = 0{,}40 - 10.$



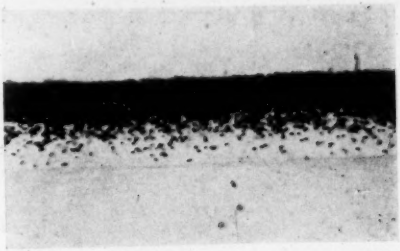
$\log it = 2{,}07 - 10.$



$\log it = 3{,}30 - 10.$



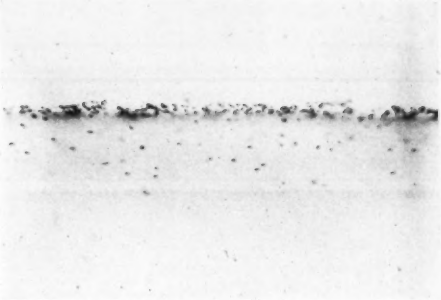
$\log it = 4{,}66 - 10.$



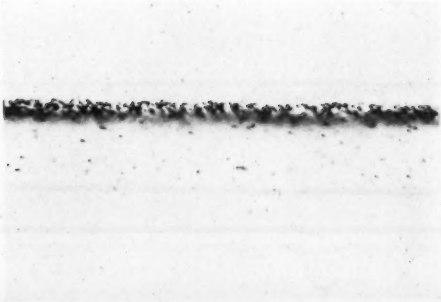
$\log it = 5{,}49 - 10.$

Fig. 3.

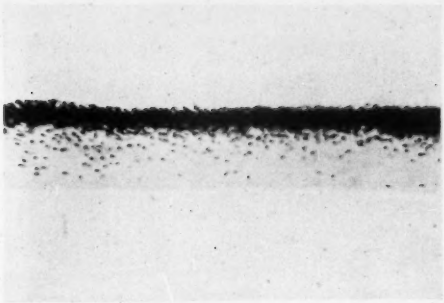
3750 Volt.



$\log it = 1{,}90 - 10.$



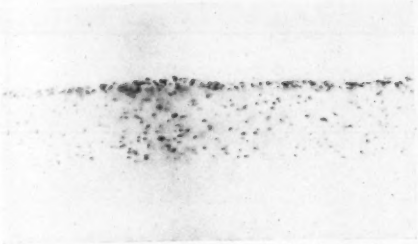
$\log it = 3{,}30 - 10.$



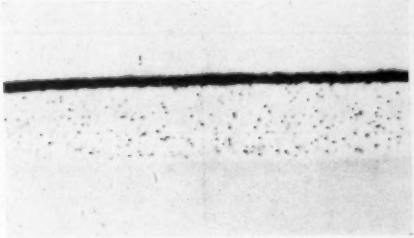
$\log it = 4{,}67 - 10.$

Fig. 4.

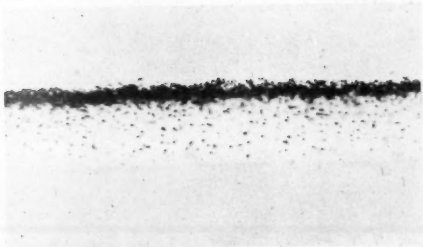
8400 Volt.



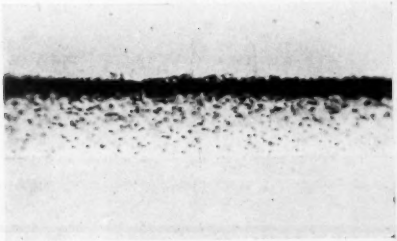
$\log it = 0{,}13 - 11.$



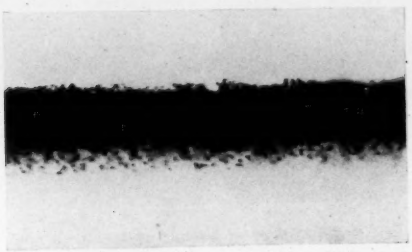
$\log it = 0{,}40 - 10.$



$\log it = 3{,}37 - 10.$



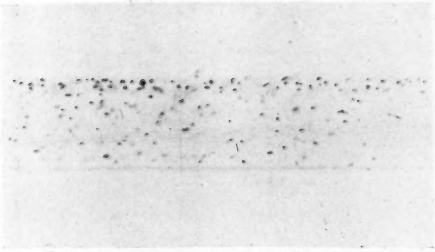
$\log it = 4{,}14 - 10.$



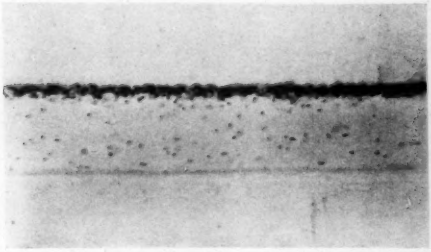
$\log it = 5{,}04 - 10.$

Fig. 5.

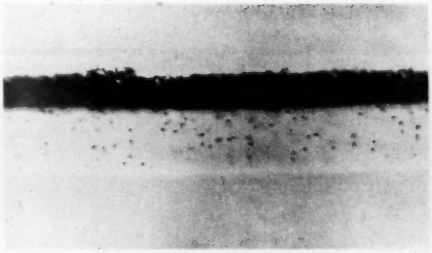
16780 Volt.



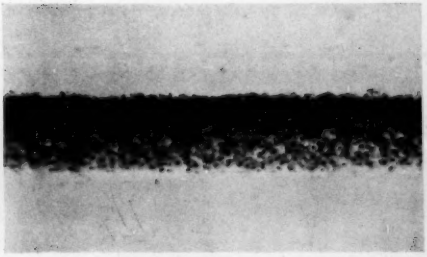
log *it* = 0,03 — 13.



log *it* = 0,31 — 10.



log *it* = 2,71 — 10.



log *it* = 4,73 — 10.

Fig. 6.

rigkeit liegt in zwei Punkten, nämlich in dem Mangel an Elektronenintensität und in der großen Beeinflußbarkeit langsamer Elektronen durch jede Art störender Kräfte.

Wir haben alle in Frage kommenden Methoden in langwieriger Versuchstätigkeit durchprobiert und haben uns schließlich für die Methode entschieden, welche ich selbst schon bei meinen ersten Versuchen auf diesem Gebiet ausgearbeitet hatte. Ich muß hier so weit auf diese an sich bekannte Methodik eingehen, wie es zum unmittelbaren Verständnis der Versuchsergebnisse erforderlich ist.

Fig. 1 stellt die Versuchsanordnung dar. Die von dem Lichtstrahl L an der Zinkplatte Z ausgelösten Elektronen werden durch ein elektrisches Feld (von außen angelegte Spannung + Kontaktpotential) zwischen Z und der Blende 1 beschleunigt bzw. verzögert. Der durch Blende 1 ausgesonderte Elektronenstrahl wird dann durch ein senkrecht zur Zeichenebene stehendes Magnetfeld auf einer Kreisbahn durch die Blenden 1 bis 7 hindurchgelenkt. Die Blenden 1, 3, 4 und 6 mit der Breite von 2 mm und der Höhe von 10 mm bilden die eigentliche Begrenzung der Kreisbahn, während die Blenden 2, 5 und 7 etwas weiter sind. Eine wesentliche Neuerung besteht darin, daß die Blende 3 verschiebbar gemacht ist und solange verschoben werden kann, bis die Blenden 1, 3, 4 und 6 genau auf einem Kreise liegen.

Es mögen jetzt folgende Bezeichnungen gelten:

q Wirkungsquerschnitt
w Elektronenweg von Z bis Blende 5
W Elektronenweg von Z bis Blende 7
p_1 Druck des Gases beim Versuch 1
p_2 Druck des Gases beim Versuch 2
i_1 Elektronenmenge, die nach Durchlaufung von w in $V+H$ aufgefangen wird
J_1 Elektronenmenge, die nach Durchlaufung von W in H aufgefangen wird
} beim Druck p_1
i_2 Elektronenmenge, die nach Durchlaufung von w in $V+H$ aufgefangen wird
J_2 Elektronenmenge, die nach Durchlaufung von W in H aufgefangen wird
} beim Druck p_2

Dann ist bekanntlich:

$$q = \frac{2{,}3}{W-w} \cdot \frac{\log \frac{J_1}{i_1} - \log \frac{J_2}{i_2}}{p_2 - p_1} . \qquad (1)$$

In dieser Gleichung hat die Wegdifferenz $W - w$ den konstanten Wert 1,95 cm; die übrigen Werte der rechten Seite müssen durch jedesmalige Messung festgestellt werden.

Bei der Ausführung eines einzelnen Versuches werden zunächst die magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurven, d. h. die Elektronenmengen als Funktion der Spulenstromstärke für die Käfige $V+H$ und den Käfig H aufgenommen.

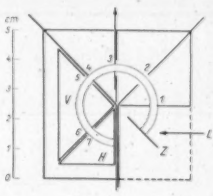


Fig. 1.

Dabei wird die bewegliche Blende 3 solange verschoben, bis diese beiden Kurven möglichst gut übereinstimmen, wodurch der Gang der Messung sehr erleichtert wird (vgl. Fig. 2). Dann wird ein bestimmtes Magnetfeld festgehalten und für dieses Feld, d. h. für eine bestimmte Elektronengeschwindigkeit, die Größe i_1, J_1, i_2, J_2 für die Drucke p_1 bzw. p_2 bestimmt. Soweit wie möglich wird hierbei das magnetische Feld im Maximum der magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurve gewählt, doch darf man auch auf ihrem absteigenden Aste messen, da etwaige Formänderungen oder Verschiebungen der Geschwindigkeitsverteilungskurve im Prinzip durch die Zweikäfig-Methode berücksichtigt werden. Aus

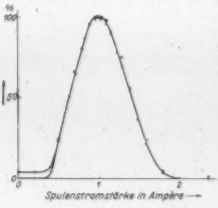


Fig. 2.

den so erhaltenen Werten i_1, J_1, i_2, J_2 aus den zugehörigen Drucken p_1, p_2 und der konstanten Wegdifferenz $W - w$ erhält man dann einen Einzelwert für den Wirkungsquerschnitt q nach obiger Gleichung.

Zum Ausgleich von Versuchsschwankungen ermittelt man zunächst die Verhältnisse $\frac{J_1}{i_1}$, $\frac{J_2}{i_2}$, $\frac{J_3}{i_3}$ usw. für die zugehörigen Drucke p_1, p_2, p_3 usw. und trägt die Logarithmen dieser Verhältnisse als Ordinaten über $p_1 - p_1, p_2 - p_1, p_3 - p_1$ usw

als Abszissen auf (vgl. Fig. 3). Diese Kurve muß nach Gleichung (1) eine Gerade sein und ergibt das gesuchte mittlere q aus dem tg ihres Neigungswinkels α zu: $q = \operatorname{tg}\alpha \cdot \frac{2{,}3}{W - w}$, wobei die Größe der Versuchsschwankungen anschaulich hervortritt.

Wir sind mit unseren Messungen bis 0,45 Volt abwärts unter lediglicher Verwendung der Kur-

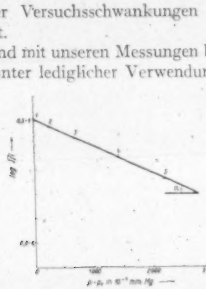


Fig. 3. Druckabhängigkeit des log J/i (Krypton 0,62 Volt).

venmaxima der betreffenden magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurven und bis 0,16 Volt abwärts unter Verwendung des nach kleinen Geschwindigkeiten absteigenden Astes der letzten magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurve[1]) gelangt, wobei wir in letzterem Falle stets oberhalb von 30 Proz. der Maximalhöhe geblieben sind.

Die Beeinflußbarkeit langsamster Elektronen ist so groß, daß die erhaltenen Messungen nur dann von Wert sind, wenn sie bestimmten Kontrollbedingungen genügen. Hauptsächlich ist für jede Messung der Beweis zu erbringen, daß sie

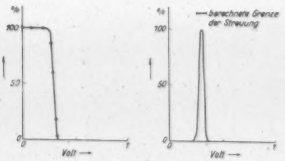


Fig. 4.

nicht durch allzu starke Streuung der Elektronengeschwindigkeit, durch unvorhergesehene Kontaktpotentialdifferenzen oder durch den Einfluß von Dampfresten gefälscht wird.

Geschwindigkeitsstreuung: Die endliche Breite der Spaltblenden bedingt eine gewisse Streuung der Elektronengeschwindigkeit, d. h. zu einem bestimmten Magnetfeld gehört nicht eine streng einheitliche Geschwindigkeit, sondern eine gewisse Geschwindigkeitsstreuung. Maßgebend hierfür ist in erster Linie die Breite der Spalten (2 mm) im Vergleich zum mittleren Radius des Spaltkreises (12,5 mm). Die äußerste Grenze der Geschwindigkeitsstreuung erhält man, wenn man den größtmöglichen und den kleinstmöglichen Kreis durch die Kanten der maßgebenden Blenden legt. Man gelangt auf diese Weise für die Mittelwerte 0,2; 0,6; 1,0 Volt zu den Streuungswerten 0,17—0,23; 0,51—0,70; 0,85—1,17 Volt.

Die Größe der Streuung wird experimentell durch die Aufnahme der Gegenspannungskurven festgestellt. Die beste überhaupt erhaltene Gegenspannungskurve (Fig. 4a) ergibt eine Geschwindigkeitsstreuungskurve in Volt (Fig. 4b), welche bis zu ihren Fußpunkten herunter fast völlig frei von der Beimengung zu langsamer oder zu schneller Elektronen bleibt, beweist also, daß die Versuchsanordnung rein geometrisch richtig arbeitet. Die meist erhaltenen Gegenspannungskurven (vgl. z. B. Fig. 6 untere Reihe) sind in ihrem Anfangs- und Endverlauf verwaschener,

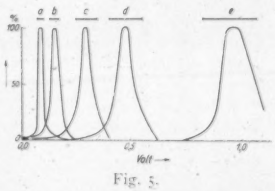


Fig. 5.

vermutlich infolge von Reflexionen und Dampfeinflüssen, und ergeben Streuungskurven (Fig. 5a, b, c, d), welche in ihren Fußregionen merkliche Beimengungen anderer Geschwindigkeiten zeigen, in ihren Hauptteilen aber ebenfalls einwandfrei erscheinen (Fig. 5e ist einer in Fig. 6 nicht wiedergegebenen Gegenspannungskurve entnommen). Die Abnahme der Geschwindigkeitsstreuung mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit, welche durch die geometrischen Verhältnisse gefordert wird, wird also tatsächlich auch experimentell erreicht. Wir legen auf diesen Nachweis besonderen Wert, da man gefühlsmäßig bei den so leicht beeinflußbaren langsamsten Elektronen eine mit abnehmender Geschwindigkeit stark zunehmende Geschwindigkeitsstreuung erwarten würde.

Übrigens liegen die Magnetfelder, für welche die Kurven a, b und c der Fig. 5 aufgenommen sind, bereits auf dem absteigenden Ast der magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurve, ohne daß hierdurch die Geschwindigkeitsstreuung gegenüber Kurve d und e, welche dem Maximum der betreffenden magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurven entsprechen, ungünstig beeinflußt wird.

1) Mit genügender Intensität.

Kontaktpotentialdifferenzen: Durch eine Untersuchung von W. Ende[1]) ist gezeigt worden, daß gleichartiges Material bei richtiger Behandlung (z. B. bei Schabung und bei Reinigung mit dem Sandstrahlgebläse, nicht aber bei Behandlung mit Schmirgelpapier) auch für längere Zeit zwischen seinen Einzelteilen keine Kontaktpotentialdifferenzen über 0,05 Volt entwickelt. Unser Meßkästchen wurde aus Messingblech hergestellt, welches von Zeit zu Zeit in seinen Einzelteilen unter Beobachtung aller Vorsichtsmaßregeln frisch geschabt wurde. Außerdem war dafür gesorgt, daß dieses frisch geschabte Kästchen niemals mit Quecksilberdämpfen in Berührung kommen konnte, da wir die Erfahrung gemacht hatten, daß Zutritt von Quecksilberdämpfen merkliche Kontaktpotentialdifferenzen hervorrufen kann.

Zum Beweis für das Fehlen von Kontaktpotentialdifferenzen und gleichzeitig zum Beweis für die Einwandfreiheit der magnetischen Bedingungen wurde von jeder größeren Meßreihe die Übereinstimmung zwischen der magnetisch und der elektrostatisch gemessenen Geschwindigkeit geprüft, indem die dem konstant gehaltenen Magnetfeld entsprechende Geschwindigkeit verglichen wurde mit dem Verlauf der Gegenspannungskurve im Käfig $V + H$ bzw. H. Es zeigten sich hierbei entsprechend der Tatsache, daß die Verhältnisse bei der Reinigung und Zusammensetzung unseres Käfigs doch wesentlich komplizierter lagen als bei der Endeschen Arbeit, häufiger Unstimmigkeiten, so daß die recht umständliche Reinigung reichlich oft wiederholt werden mußte. Aus diesem Grunde wurde das Auftreten von kleineren Kontaktpotentialdifferenzen im hintersten Käfig allein, d. h. ein kleiner Widerspruch zwischen der magnetisch gemessenen und der elektrostatisch gemessenen Geschwindigkeit für H mit in Kauf genommen, da diese Unstimmigkeit durch Anlegung einer entsprechenden Gegenspannung ausgeglichen werden kann; dagegen wurde auf die scharfe Übereinstimmung der beiden Geschwindigkeitsmessungen für die Käfige $V + H$ entscheidender Wert gelegt, da sonst eine in V bestehende Kontaktpotentialdifferenz die Messung für H wesentlich fälschen könnte. Die Fig. 6 gibt das Beispiel einer solchen Kontrolle wieder. Die obere Reihe zeigt völlige Übereinstimmung zwischen den beiden Geschwindigkeiten, die untere Reihe zeigt eine Differenz von etwa 0,07 Volt, die durch Anlegung einer entsprechenden Gegenspannung an H leicht ausgeglichen werden kann, aber auch ohne diesen Ausgleich die Resultate nicht merklich fälschen würde, wie unmittelbar aus dem Verlauf der Gegenspannungskurven hervorgeht.

[1]) Physik. Zeitschr. **30**, 477, 1929.

Das angeführte Beispiel stellt übrigens schon ein Extrem dar, im allgemeinen überschritt die Differenz auch für den Käfig H nicht den Wert von 0,05 Volt.

Derartige Kontrollen wurden vor jeder großen Meßreihe angestellt und während der Messungen von Zeit zu Zeit wiederholt. Der einwandfreie

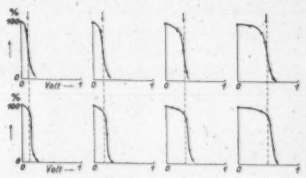


Fig. 6.

Zustand hielt hierbei im Durchschnitt etwa 10 Tage an, dann begannen Unstimmigkeiten aufzutreten und machten eine frische Schabung aller Käfigflächen notwendig.

Dampfreste: Trotz intensivster Kühlung ist die Entwicklung von Dampf aus den Dichtungsmaterialien unvermeidlich, da bei den sonstigen Anforderungen an die Apparatur völlige Glasdichtung ausgeschlossen war. Diese Reste spielen jedoch nicht an sich, sondern nur dann eine Rolle, wenn sie sich zwischen zwei zu vergleichenden Messungen ändern, es ist also für jede Messung nachzuweisen, daß eine derartige Änderung nicht eingetreten ist. Dies geschieht am einfachsten in der Art, daß man für jeden zu

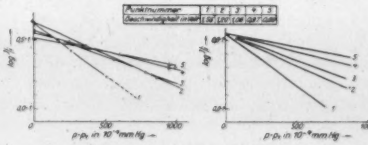


Fig. 7a und b. Wirkungsquerschnitt von Krypton in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit.

bestimmenden Wirkungsquerschnittspunkt mindestens 3, meistens 4 oder mehr verschiedene Gasdrücke benutzt und das Zutreffen der Gleichung 1 graphisch prüft (vgl. Fig. 3). Falls hierbei die Verbindung der einzelnen Kurvenpunkte tatsächlich eine Gerade ergibt, so ist damit bewiesen, daß der Dampfrest während der ganzen Versuchsreihe konstant geblieben ist, daß also das gefundene q durch den Dampfrest nicht beeinflußt wird und lediglich dem Wirkungsquerschnitt des untersuchten Gases entspricht.

Versuchsergebnisse. Bei allen folgenden Ergebnissen sind die Vorbedingungen der vorhergehenden Abschnitte, d. h. die Freiheit von grö-

ßeren Geschwindigkeitsstreuungen, die Freiheit von Kontaktpotentialeinflüssen und die Freiheit vom Dampfeinflüssen experimentell geprüft und erfüllt.

Die Meßpunkte der Wirkungsquerschnittskurven sind sämtlich aus graphischen Darstellungen entsprechend Fig. 3 gewonnen. Größere Meßreihen sind in den Fig. 7a, 8a als Beispiel des Meßverfahrens und der Meßgenauigkeit unmittelbar wiedergegeben. Das Verhältnis J_1/i_1 und damit der Anfangswert jeder Geraden sinkt

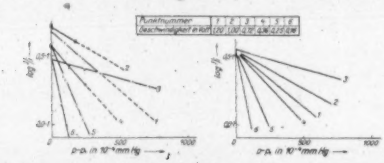


Fig. 8a und b. Wirkungsquerschnitt von Xenon in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit.

hierbei mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit aus leicht einzusehenden elektrostatisch-geometrischen Gründen, außerdem kann der Einfluß der Dampfreste auf J_1/i_1 von einer Versuchsgeraden zur anderen etwas verschieden sein, ohne daß dadurch die allein maßgebende Neigung der Geraden beeinflußt wird. Dieser Dampfeinfluß tritt deutlich in Fig. 8a zutage, wo die Kühlung für die Geraden 1 und 3 weniger wirksam war (feste Kohlensäure in Alkohol: — 78°) als für die Geraden 2, 4, 5, 6 (Petroläther-Schmelze: — 140°).

In den Fig. 7b, 8b sind die Anfangspunkte der Geraden willkürlich auf einen Punkt gelegt, wodurch man eine einfache Übersicht über den Gang des Wirkungsquerschnitts mit der Elektronengeschwindigkeit unmittelbar aus den Versuchsergebnissen heraus erhält. Man erkennt deutlich den Abfall der Kryptonkurve zwischen 1,56 und 0,69 Volt und den Wiederanstieg der Xenon-Kurve zwischen 0,72 und 0,36 Volt.

Wir gelangen jetzt zu den Wirkungsquerschnittskurven der einzelnen Gase.

Helium: Probe 1: Gesellschaft für Lindes Eismaschinen[1]); 99,5 Proz. *He* und 0,5 Proz. *Ne*. Probe 2: Griesheim Elektron; 100 Proz. *He* (spektralrein) (vgl. Fig. 9).

Helium hat uns wesentlich größere Schwierigkeiten gemacht wie die nachfolgenden Edelgase. Der Lauf der Kurve ist im wesentlichen horizontal, zeigt aber Hebungen und Senkungen, die prozentual zu wenig von dem mittleren Niveau abweichen, um quantitativ bestimmt werden zu können. Wir haben zunächst den Kurvenverlauf von verhältnismäßig hohen Geschwindigkeiten her bis 0,45 Volt abwärts unter Benutzung der Maxima der magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurven und unterhalb 0,45 Volt durch Benutzung der aufeinanderfolgenden Punkte des abfallenden Astes der letzten magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurve festgelegt, genau in der gleichen Weise wie bei allen folgenden Kurven. Wir haben den

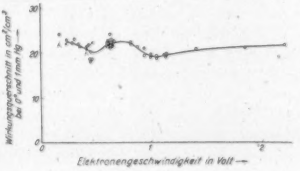


Fig. 9.

Verlauf unterhalb 0,45 Volt aber außerdem noch durch 2 Versuchsreihen nachgeprüft, für deren Einzelwerte jedesmal die analogen Punkte des abfallenden Astes einer passend gewählten magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurve benutzt sind, d. h. alle ×× Werte entsprechen 50 Proz., alle ∧∧ Werte 33 Proz. des Maximums der zugehörigen magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurve. Auf diese Weise wollten wir einen etwaigen systematischen Fehler unterhalb 0,45 Volt vermeiden, der in vielleicht unbekannt gebliebener Weise dadurch hätte bedingt sein können, daß in der Regel um so tiefer liegende Punkte der magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurve benutzt werden müssen, je kleinere Elektronengeschwindigkeiten untersucht werden sollen. Als Resultat haben wir jedoch keine systematische Abweichung sondern nur eine allgemeine Streuung (bis zu 10 Proz. um den Mittelwert) erhalten. Durch alle diese Punkte haben wir dann eine ausgleichende Kurve gelegt, deren Verlauf im einzelnen unsicher bleiben muß, deren Charakter wir aber für reell halten. Der gleiche Kurvencharakter hat sich auch bei anderen hier nicht wiedergegebenen Versuchsreihen gezeigt, außerdem wird das Maximum bei 0,76 Volt nochmals durch eine qualitative Methode (vgl. den Schluß des Vortrages) bestätigt.

Neon. 2 Proben; Linde; beide 99 Proz. *Ne* + 1 Proz. *He* (vgl. Fig. 10).

Die Kurve senkt sich stetig bis zu einer Elektronengeschwindigkeit von 0,16 Volt herunter.

Argon, *Krypton*, *Xenon*. Sämtliche Proben stammen von Linde; 2 Proben; 99,5 Proz. *A* + 0,5 Proz. N_2. Krypton; 2 Proben; 98 Proz. *Kr*

1) Wir möchten der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen A.G. Höllriegelskreuth, auch an dieser Stelle unseren besten Dank für das große Entgegenkommen aussprechen, daß sie uns seit Beginn dieser Arbeit stets bewiesen hat.

+ 2 Proz. *Xe*. Xenon; 1 Probe; 95 Proz. *Xe* + 5 Proz. *Kr* (vgl. Fig. 11, 12, 13).

In Fig. 14 sind die Kurven für Argon, Krypton und Xenon nochmals zum gegenseitigen Vergleich

Fig. 10.

Fig. 11. Wirkungsquerschnitt von Argon in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit. o: 1. Probe; ×: 2. Probe; △: Ramsauer 1920; ——: Ramsauer, Brüche; ——: Rusch.

unter Fortlassung der Meßpunkte zusammengestellt. Die drei schweren Edelgase steigen also nach kleinen Elektronengeschwindigkeiten hin wieder an in der Reihenfolge *Xe*, *Kr*, *Ar*; dabei zeigt auch die Steilheit des Abstiegs und Wieder-

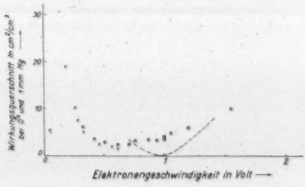


Fig. 12.

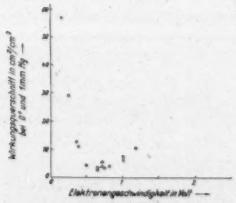


Fig. 13.

abstiegs sowie die Schärfe des Minimums den gleichen Gang von *Xe* zu *Ar*. Auffallend ist nur, daß die *Kr*-Kurve etwas unter die *Ar*-Kurve hinuntertaucht. Wir haben diesen gegenseitigen Verlauf, der sich zunächst bei Benutzung schon bekannter Werte für *Ar* ergeben hatte, durch einen besonderen Versuch unter ganz gleichen Verhältnissen nochmals nachgeprüft und als reell bestätigt gefunden.

In Fig. 15 ist noch einmal der Kurvenverlauf der schweren Edelgase unterhalb 1 Volt mit dem bekannten Kurvenverlauf oberhalb 1 Volt zu einer

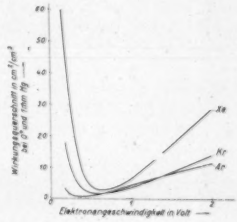


Fig. 14.

Gesamtdarstellung zusammengefaßt, wobei in Übereinstimmung mit den früheren Arbeiten 1 Volt als Abszisse gewählt ist. Der Anschluß unserer neuen Kurven an die älteren Messungen ist widerspruchslos, wie bei der prinzipiellen Gleichheit der benutzten Methoden kaum anders zu erwarten war. Denkbar ist, daß sich auch

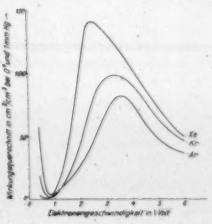


Fig. 15.

Neon diesem Bild in der Weise einfügt, daß sein Minimum bei der geringsten Elektronengeschwindigkeit liegt, wie es der bekannten Lage seines Maximums nach (25,2 Volt) dem allgemeinen Gang in der Lage der Maxima und Minima entsprechen würde. Die Extremwerte dieser Kurven mögen auch zahlenmäßig in Tabellenform wiedergegeben werden. Eingetragen sind die Abszissen der Minima in Volt und die Minimalwerte der Wirkungsquerschnitte im Maße des gaskinetischen Querschnittes, außerdem sind aus früheren Arbeiten die Lagen der Maxima und die Maximalwerte der Wirkungsquerschnitte in analoger Form hinzugefügt. Als gaskinetische Querschnitte sind hierbei die Werte $Q_{t\,\mathrm{Korr}}$ aus Landolt-Börnstein 1923 benutzt.

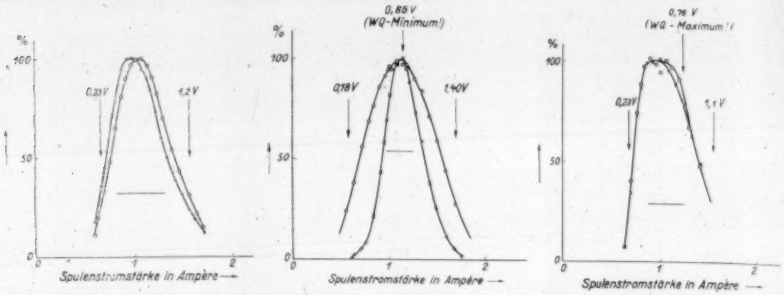


Fig. 16a—c. Einwirkung des Gaseinlasses auf die magnetischen Geschwindigkeitsverteilungskurven. ○: Vakuum; ×: Xenon bei $350 \cdot 10^{-4}$ mm *Hg*. ○: Vakuum; ×: Helium bei $103 \cdot 10^{-4}$ mm *Hg*.

Gas	Lage in Volt		Größe vergl. mit Q_t Korr	
	Minimum	Maximum	Minimal-wert	Maximal-wert
Argon	0,37 *0,7	13,2	0,02 *0,04	3
Krypton	0,60 *1,1	11,3	0,06 *0,00	3
Xenon	0,65 *(1,1—1,5)	6,4	0,0	4

* M. Rusch, 1925.

In dieser Tabelle sind auch die entsprechenden Werte aus der Arbeit von M. Rusch[1]), der bisher einzigen direkten Untersuchung des Wirkungsquerschnitts in dem Geschwindigkeitsbereich von 1—0 Volt, zum Vergleich eingetragen. Diese Werte weichen wesentlich von den unsrigen ab, doch bleibt Herrn Rusch das Verdienst, die Tatsache des Wiederanstieges für *Ar* und *Kr* als erster nachgewiesen zu haben.

Zum Schluß möchte ich noch über eine Bestätigung unserer Versuchsergebnisse durch eine einfache qualitative Methode berichten, die ich schon bei meiner ersten Arbeit über den Wirkungsquerschnitt gelegentlich benutzt habe[2]) und die dann später durch Herrn Brüche weiter ausgebildet worden ist[3]).

Fig. 16a gibt die magnetische Geschwindigkeitsverteilungskurve in Neon für den Druck 0 und den Druck 520/10000 mm *Hg* wieder, wobei die Gaskurve, deren absolute Höhe an sich nur bis zu der horizontalen Marke reicht, auf die gleiche Höhe mit der Vakuumkurve gebracht ist. Setzt man voraus, daß die lichtelektrische Geschwindigkeitsverteilung bei Einlaß des Neons die gleiche geblieben ist, was tatsächlich für alle Edelgase zutrifft, so kann die gleichmäßige Verschiebung der ganzen Gaskurve nach kleinen Elektronengeschwindigkeiten hin nur die Bedeutung haben, daß der Wirkungsquerschnitt des Neons mit abnehmender Elektronengeschwindigkeit stetig abfällt.

Die Gaskurve für Xenon (Figur 16b) bestätigt durch ihre beiderseitige Verschmälerung bei gleichbleibender Lage ihres Maximums, daß an der Stelle des Pfeiles, also bei 0,65 Volt, ein ausgeprägtes Minimum der Wirkungsquerschnittskurve liegt; auch die größere Steilheit der Wirkungsquerschnittskurve nach kleinen Geschwindigkeiten hin tritt deutlich hervor.

Die Gaskurve für Helium (Fig. 16c) zeigt, daß der Verlauf der Wirkungsquerschnittskurve für *He* im wesentlichen horizontal ist, doch tritt das Hauptmaximum bei 0,76 Volt auch hier deutlich hervor.

Alles in allem ist die Übereinstimmung dieser qualitativen Methode mit unseren Meßergebnissen so gut, wie man irgend erwarten kann.

1) Physik. Zeitschr. **26**, 748, 1925.
2) Ann. d. Phys. **64**, 535, 1921 ff.
3) Ann. d. Phys. **82**, 912, 1927.

V. F. Hess und O. Mathias (Graz), Neue Registrierungen der kosmischen Ultrastrahlung auf dem Sonnblick (3100 m).

Nachdem Beobachtungen der Verfasser im September 1927 auf dem Sonnblick mit einem allseits mit 7 cm Eisen gepanzerten Kolhörsterschen Strahlungsapparat keine Bestätigung der Existenz einer sternzeitlichen täglichen Periode der kosmischen Ultragammastrahlung gebracht hatten und auch die Beobachtungen von G. Hoffmann und F. Lindholm, E. Steinke und von F. Lindholm auf Muottas Muraigl nach mit der großen Hochdruck-Apparatur Hoffmanns zu ähnlichen Ergebnissen geführt haben, so schien es noch wünschenswert, zu untersuchen, ob die seinerzeit von Kolhörster, v. Salis und Büttner gefundenen täglichen Schwankungen etwa

größtenteils von dem weicheren Anteil der Strahlung verursacht sei. Ferner sollten die unregelmäßigen, oft länger dauernden Schwankungen der Ultragammastrahlung, für welche A. Corlin die Bezeichnung „Schwankungen zweiter Art" geprägt hat, durch parallele Beobachtungen an mehreren gleichartigen Apparaten näher untersucht werden. Die Existenz dieser Schwankungen ist sowohl durch die Beobachtungen auf Muottas Muraigl als auch durch unsere Beobachtungen am Sonnblick und in Graz aus dem Jahre 1927 außer Zweifel gestellt.

Um subjektive Ablesefehler gänzlich auszuschalten und die Meßgenauigkeit zu steigern, wurden von den Verfassern Registrierapparate konstruiert, welche an jedem Kolhörsterschen oder Wulfschen Strahlungsapparate aufsteckbar und auch sonst für die Registrierung der Ausschläge jeder Art von Fadenelektrometern anwendbar sind. Gegenüber dem Kolhörsterschen Registrierapparat haben die neuen Registrierer verschiedene erhebliche Vorzüge; eine ausführlichere Beschreibung der neuen Registrierer erschien in Nr. 16 der Physikalischen Zeitschrift (15. August 1929). Die Registrierer wurden an zwei Kolhörsterschen und einem Wulf-Kolhörsterschen Strahlungsapparat montiert; die Belichtung erfolgte stündlich durch automatische Kontaktgebung mittels einer auf Sternzeit regulierten Pendeluhr.

Alle drei Apparate waren von der Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig über unseren Wunsch mit eingebauten Aneroiden und Thermometern versehen, um jederzeit die Dichtung der Ionisationskammer prüfen zu können.

Zwei von den Apparaten wurden nur seitlich und nach unten (gegen die Erdstrahlung) durch einen 7 cm dicken Eisenpanzer abgeschirmt, blieben also nach oben unabgeschirmt und fähig, auch Strahlen zu empfangen, die nur 3 mm Zink (bzw. Eisen) zu durchdringen vermögen. Der dritte Apparat wurde, wie im Jahre 1927, allseitig mit dem 7 cm dicken Eisenpanzer umgeben. Die erste Reihe von Registrierungen auf dem Sonnblickgipfel wurde vom 1. Juli bis 3. Aug. 1929 von den Herren R. Steinmaurer und A. Reitz durchgeführt. Von Ende September 1929 an wird mit einem der drei Apparate durch ein ganzes Jahr hindurch die Strahlung weiter registriert werden.

Da zur Zeit die Registrierstreifen noch nicht vollständig ausgewertet sind und die Bearbeitung der Ergebnisse noch einige Zeit erfordern wird, so können numerische Resultate derzeit noch nicht mitgeteilt werden.

Doch sei erwähnt, daß zwei nebeneinanderstehende, gegen Erd- und Umgebungsstrahlung durchaus geschützte Strahlungsapparate durchaus nicht ganz parallel laufenden Gang zeigen. Die Abweichungen zeigen sich auch in den Halbtagsmitteln, was auch aus noch unveröffentlichten Parallelmessungen in Graz vom Jahre 1928 hervorgeht. Jedenfalls sind diese Abweichungen sehr bemerkenswert.

Die Verfasser schlagen vor, man möge sich endlich auf eine einheitliche Benennung der Strahlung einigen. An Stelle der von Hess früher vorgeschlagenen Bezeichnung „Ultragammastrahlung" wird die Bezeichnung „Ultrastrahlung" empfohlen, welche auch der Möglichkeit Rechnung trägt, daß ein Teil dieser Strahlung sich als Korpuskularstrahlung erweisen sollte, wie dies z. B. die neuesten Zählversuche von W. Bothe und W. Kolhörster nahelegen. Die Bezeichnung „Höhenstrahlung" wird als nicht in fremde Sprachen übersetzbar und auch sonst nicht treffend abgelehnt, ebenso die wenig glücklichen, zu unbestimmten Bezeichnungen „Weltraumstrahlung", „kosmische Strahlung" (cosmic radiation), „Rayonnement Ultra X" und „penetrating radiation".

E. Steinke (Königsberg i. Pr.), Neue Untersuchungen über die durchdringende Heßsche Strahlung.

Die zeitlichen Intensitätsänderungen der durchdringenden Heßschen Strahlung haben in den letzten Jahren den Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gebildet, ohne daß es bisher möglich gewesen wäre, Übereinstimmung in den Ergebnissen der verschiedenen Forscher zu erzielen. Ich möchte Ihnen nun heute über einige neue Messungen von mir berichten, welche hierin klärend wirken dürften und besonders die Frage nach dem sternzeitlichen Verlauf der Schwankungen in einem neuen Lichte erscheinen lassen.

Bekanntlich hat Herr Kolhörster[1]) nach mehreren Expeditionen ins Hochgebirge besonders aus seinen im Sommer 1926 auf dem Mönch und der Jungfrau durchgeführten Messungen die Überzeugung gewonnen, daß die Höhenstrahlung gewissen sternzeitlichen Schwankungen unterliegt — eine Auffassung, der sich auch Herr Büttner[2]) nach Messungen in etwas geringeren Höhen angeschlossen. Auch im Meeresniveau sollten diese Schwankungen nachweisbar sein und dort ca. 10 bis 15 Proz. Amplitude haben. Demgegenüber zeigten Registrierungen im Meeres-

1) W. Kolhörster und G. v. Salis, Sitzungsber. der preuß. Akad. d. Wiss. **11**, 92, 1927.

2) K. Büttner, Zeitschr. f. Geophysik, Jahrg. 3, Heft 4, S. 161, 1927.

niveau von Herrn Hoffmann[1]) — allerdings hinter 10 cm Blei keine periodischen Schwankungen derartiger Größe und auch ich[2]) mußte nach meinen im November 1926 durchgeführten Registrierungen das Vorhandensein solch großer periodischen Schwankungen der durchdringenden Strahlung im Meeresniveau bestreiten. Dabei legte ich das Hauptgewicht auf die Größe oder besser gesagt Kleinheit der bei mir noch übrig bleibenden Schwankungen, die nur noch innerhalb $\pm$ 1 Proz. lagen, und dann darauf, daß auch bei Abschirmung mit bis zu 60 cm Blei die Stundenwerte noch ebenso schwankten wie ohne Abschirmung. Das erstere mußte ich damals tun, weil zur Zeit meiner Veröffentlichung die genauen Kurven von Herrn Kolhörster und auch Herrn Büttner noch nicht vorlagen. Offen blieb dabei, wie auch damals ausdrücklich betont, die Frage nach eventuellen sternzeitlichen Schwankungen von geringerer Größe und die Möglichkeit ihres Auftretens in größerer Höhe.

Zur Klärung dieser Frage wurde bekanntlich von Herrn Hoffmann seine außerordentlich genaue umfangreiche Hochdruckregistrierapparatur geschaffen[3]). Das Ergebnis ihrer sich über nunmehr fast 2 Jahre erstreckenden Registrierungen dürfte Ihnen bekannt sein: sternzeitliche Schwankungen der Heßschen Strahlung, selbst von der Größe einiger Promille, haben sich damit auch in der Höhe von 2500 m nicht nachweisen lassen. Eine vor kurzem erschienene Arbeit von Herrn Lindholm[4]) bestätigt dies noch einmal ganz besonders. So klafft hier zwischen zwei Ansichten oder besser gesagt zwischen den Ergebnissen von Messungen, die alle mit großer Sorgfalt ausgeführt sind, ein Widerspruch, der unüberbrückbar scheint.

Ich betonte erst, daß ich bei meinen Schwankungsmessungen im November 1926 das Hauptgewicht auf die Kleinheit der bei mir noch verbleibenden Schwankungen legen mußte. Als dann nach meiner Veröffentlichung die Schwankungskurven von Herrn Kolhörster und auch von Herrn Büttner erschienen, bin ich etwas stutzig geworden, als ich beim Vergleich eine gewisse Übereinstimmung des Kurvenverlaufs an manchen Zeitpunkten feststellen konnte. Eine beabsichtigte Wiederholung der Messungen mit derselben Versuchsanordnung unterblieb aber, weil sie gegenüber der wesentlich genauer registrierenden Hoffmannschen Apparatur als zwecklos angesehen werden mußte und ich durch andere Höhenstrahlungsuntersuchungen in Anspruch genommen war.

In äußerst dankenswerter Weise hat nun im vorigen Jahr Herr Corlin[1]) die damals vorliegenden Höhenstrahlungsmessungen statistisch verwertet und bei genauer Ordnung nach Sternzeit so weitgehende Übereinstimmung zwischen den Kurven von Herrn Kolhörster, Büttner und mir (abgesehen von der Größe der Schwankungen) gefunden, daß er dies nicht mehr als zufällig betrachten zu können glaubt, obwohl bei allen Kurven außer den beiden von Herrn Kolhörster und G. v. Salis in größerer Höhe gewonnenen die Streuung der Werte derselben Stunde an verschiedenen Tagen von derselben Größe wie die Schwankung der Tageskurve war. Man hätte also an eine sternzeitliche Schwankung glauben können, wenn nicht die Hoffmannschen Messungen gewesen wären, die noch dazu zweifellos von allen Messungen die präzisesten waren.

So etwa lagen die Verhältnisse Anfang dieses Jahres, als ich im Meeresniveau neue Messungen begann, um den Barometereffekt der durchdringenden Strahlung näher zu untersuchen, von dem ich im Gegensatz zu Herrn Kolhörster glaubte, daß er nicht nur als reiner Absorptionseffekt gedeutet werden kann. Schon die ersten Wochen zeigten nun äußerst überraschende Ergebnisse: Schwanken des Barometereffektes bei den einzelnen Meßreihen (inzwischen auch von F. Lindholm gefunden) und vor allem aber einen viel kleineren Barometereffekt der jetzigen Hochdruckapparatur als den der Normaldruckapparatur 1926, bei etwa gleicher Abschirmung. Kleinerer Barometereffekt bedeutet aber geringere Wirksamkeit weicherer Strahlung oder besser gesagt schlechteres Ansprechen der Apparatur auf weichere Strahlung, und dies wiederum ist gleichbedeutend mit einer schlechteren Markierung eventueller Schwankungen; denn sternzeitliche Schwankungen müßten sich ja für weiche Strahlung stärker ausprägen als für harte (auch bei gleichem Ursprungsort!), da für weiche Strahlung die Atmosphäre wesentlich stärker ausblendend wirkt als für harte (ganz analog der Richtungsverteilung).

Hiermit war der Beweis dafür erbracht, daß verschiedene Apparaturen verschiedene „Spektralempfindlichkeit" besitzen können, eine Vermutung, die ich bereits früher ausgesprochen habe, um damit systematische Unterschiede zwischen den Absorptionskurven der durchdringenden Strahlung bei Anwendung verschiedener Apparaturen erklären zu können. Ich möchte es hier zunächst dahingestellt sein lassen, worauf die verschiedene „Spektralempfindlichkeit" zu-

1) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **26**, 40, 1925.
2) E. Steinke, Zeitschr. f. Phys. **42**, 570, 1927.
3) G. Hoffmann und F. Lindholm, Gerlands Beiträge zur Geophysik **20**, 12, 1928.
4) F. Lindholm, ebenda **22**, 141, 1929.

1) A. Corlin, Zeitschr. f. Phys. **50**, 808, 1928.

rückzuführen ist. Für mich ergab sich aus meinem Befund, daß meine jetzige Apparatur trotz ihrer größeren Einzelmeßgenauigkeit in bezug auf das gesamte Strahlengemisch wegen ihrer anscheinend geringeren Empfindlichkeit für weichere Strahlung erst durch sehr lange Summierungszeiten etwas über eventuelle sternzeitliche Schwankungen aussagen konnte, eine Überlegung, die aber ebensogut eventuell auch für die Hoffmannsche Apparatur zutreffen konnte. Gewisse Anzeichen sprachen dafür.

Ich habe deshalb meine Messungen im Meeresniveau über ein halbes Jahr ausgedehnt und möchte Ihnen das Ergebnis nun hier in einigen graphischen Darstellungen zeigen.

Zunächst ein paar Worte über die Aufnahme der Registrierungen. In Fig. 1 sehen Sie eine Originalplatte einer solchen sich über ca. 24 Stunden erstreckenden Registrierung. Die Striche

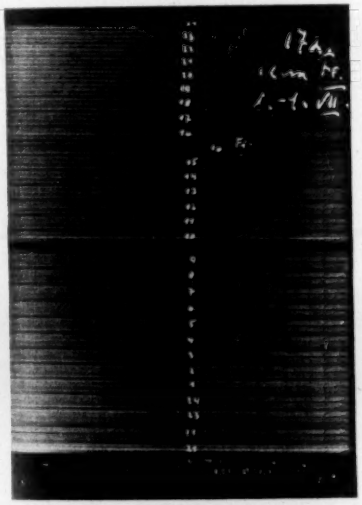


Fig. 1.

sind der Schatten des Elektrometerfadens. Um z. B. 15^h wird die Stellung des geerdeten Fadens durch einen Lichtblitz markiert. Dann schiebt ein kleiner Motor die Platte etwas weiter, der Erdungsschlüssel wird aufgehoben und ein zweiter Lichtblitz markiert die augenblickliche Stellung des Fadens, die so die Anfangsstellung der Messung darstellt und eventuelle Ladungsrückstände (beim Lösen des Erdkontaktes gebildet) mit berücksichtigen läßt. Wieder schiebt der Motor die Platte etwas weiter. Der Faden lädt sich nun auf und wandert. Um 15^h30 wird die beschleunigende Spannung am Netz um ein bestimmtes kleines konstantes Potential verändert, z. B. von 120 auf 121 Volt erhöht, und dadurch eine durch die Kopplungskapazität wohl definierte Ladungsmenge auf das Elektrometer influenziert, die so bemessen ist, daß der Faden um etwa den doppelten Betrag, den er vorwärts gewandert war, zurückgeworfen wird. Wenn er z. B. von 0 nach + 0,5 Volt gewandert war, wird er jetzt auf — 0,5 Volt gebracht. In der nächsten halben Stunde wandert er nun von — 0,5 Volt nach ungefähr 0. Um 15^h56 wird durch einen dritten Lichtblitz wieder die Fadenstellung markiert (die Schlußstellung), der Motor schiebt die Platte weiter, der Faden wird geerdet, die Zusatzspannung am Netz schaltet sich ab und das Spiel kann von neuem beginnen. Vorteile dieser von mir vereinfachten Kompensationsmethode sind gleichmäßige Belastung des Isolators, Ausmessung von nur noch kleinen Differenzen der Fadenstellungen am Anfang und Schluß gegenüber den zugehörigen Erdstellungen und so gut wie völlige Unabhängigkeit von eventueller

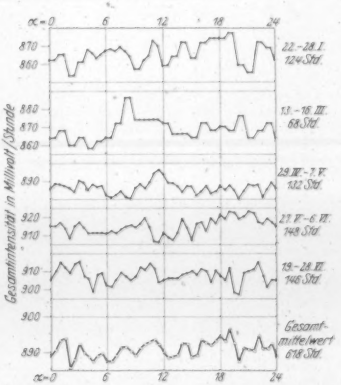


Fig. 2. Intensitätsänderungen der durchdringenden Strahlung (Meeresniveau Apparatur hinter 12 cm *Fe*).

Änderung der Elektrometerempfindlichkeit. Letztere wird außerdem auf jeder Platte fixiert (auf der Figur ist um 16^h eine Eichung mit ± 0,2 Volt zu sehen). Die Ausmessung der Platten geschah auf der Teilmaschine auf ein hundertstel Millimeter, was etwa einen halben Millivolt entsprach. Die Ionisationsschwankungen waren wesentlich größer, die Gesamtaufladung betrug etwa 1 Volt pro Stunde, wovon fast 90 Proz. durch die durchdringende Heßsche Strahlung hervorgerufen waren.

Tabelle I.
Barometereffekt.

Abschirmung	Datum	Stunden	Korrelation	$\Delta I/I$ pro mm Hg in Promille	
12 cm Fe	22. —28. I.	124	$-0{,}38 \pm 0{,}08$	$2{,}68 \pm 0{,}70$	$1{,}77\,^0/_{00}$
	13. —15. III.	68	$-0{,}42 \pm 0{,}10$	$1{,}32 \pm 0{,}32$	
	29. IV.— 8. V.	132	$-0{,}61 \pm 0{,}05$	$1{,}86 \pm 0{,}17$	
	27. V.— 6. VI.	148	$-0{,}46 \pm 0{,}07$	$1{,}66 \pm 0{,}23$	
	19. VI.—28. VI.	146	$-0{,}63 \pm 0{,}05$	$1{,}79 \pm 0{,}14$	
$\pm 29^0$ frei, sonst 12 cm Fe	1.—10. II.	123	$-0{,}63 \pm 0{,}06$	$2{,}76 \pm 0{,}25$	$2{,}59\,^0/_{00}$
	20.—27. III.	145	$-0{,}62 \pm 0{,}05$	$2{,}66 \pm 0{,}23$	
	16.—21. IV.	108	$-0{,}86 \pm 0{,}03$	$2{,}70 \pm 0{,}09$	
	22.—28. IV.	104	$-0{,}66 \pm 0{,}06$	$2{,}85 \pm 0{,}24$	
	10.—26. V.	195	$-0{,}37 \pm 0{,}06$	$1{,}76 \pm 0{,}30$	
	7.—17. VI.	177	$-0{,}69 \pm 0{,}04$	$2{,}41 \pm 0{,}14$	
Dagegen alte Apparatur					
$\pm 33^0$ frei, sonst 20 cm Pb	13. — 25. XI 1926	220	$-0{,}81 \pm 0{,}023$	$4{,}9 \pm 0{,}14$	

Nun die Ergebnisse der Registrierungen: zunächst in einer Tabelle die Barometereffekte, also die Änderung der Höhenstrahlungsintensität (in Promille) bei Änderung des Barometerstandes um 1 mm Quecksilber und zwar einmal für die völlig mit 12 cm Eisen abgeschirmte Apparatur und dann für den Fall, daß der Panzer im Winkel $\pm 29^0$ geöffnet war. Man erkennt in beiden

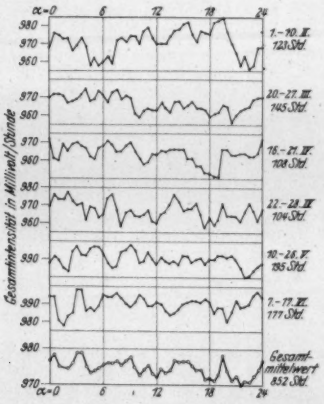


Fig. 3. Intensitätsänderungen der durchdringenden Strahlung. (Meeresniveau, $\pm 29^0$ keine Abschirmung, sonst 12 cm Fe).

Fällen die mitunter recht großen Schwankungen des Barometereffekts (auf die wahrscheinlichen Gründe dafür kann hier nicht eingegangen werden) und dann das Wichtigste, die Kleinheit des jetzt gemessenen Barometereffekts gegenüber der früheren Messung mit einer anderen Apparatur, aber etwa gleicher Abschirmung.

Und nun die Schwankungskurven (ich will mich hier nur auf die sternzeitlichen Schwankungen beschränken, es treten auch noch andere auf). Die auf Normalbarometerstand reduzierten Stundenwerte wurden nach Sternzeit geordnet,

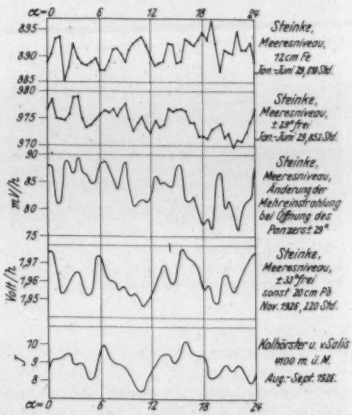


Fig. 4. Sternzeitliche Schwankungen der Heßschen Strahlung.

in halbstündigen Intervallen zusammengefaßt und gemittelt. Die Ergebnisse sehen Sie in Fig. 2 und 3. Zunächst einmal für die geschlossene Apparatur (Fig. 2). Beachten Sie bitte die Klein-

heit der Schwankung. Alle diese Meßreihen zeigen unter sich keine mit dem Auge erkennbare periodische Schwankung, die nach Sternzeit verläuft, sich also wiederholt. Dasselbe gilt auch für die Meßreihen mit zum Teil geöffnetem Panzer (Fig. 3). Auch die beiden Gesamtmittelwertskurven stimmen in ihrem Verlauf nicht überein, wie ich Ihnen im nächsten Bild gleich noch einmal zeigen werde.

Überlegen wir nun aber, daß die weichsten Strahlen am stärksten schwanken müssen, so werden wir die größten Schwankungen bei dem Teil der Strahlung vermuten, der in die Apparatur mehr eintritt, wenn der Panzer in der Mitte geöffnet wird. Denn umgekehrt werden ja durch den relativ dünnen Panzer von 12 cm Eisen nur die weichsten Bestandteile der durchdringenden Strahlung absorbiert. Die Mehreinstrahlung zeigt ja auch den größten Barometereffekt. Er ergibt sich rechnerisch aus den beiden Meßreihen durch Differenzbildung zu etwa $8{,}5^0/_{00}$, also viermal so groß wie für die Gesamtstrahlung. Und was für sternzeitliche Schwankungen die weiche Mehreinstrahlung zeigt, darüber gibt Ihnen das letzte Bild Aufschluß (Fig. 4). Oben die beiden Schwankungskurven offen und geschlossen, darunter die Differenz der beiden als die Schwankungskurve der Mehreinstrahlung bei Öffnung des Panzers, dann weiter die im Jahre 1926 von mir aufgenommene Kurve und zum Schluß die von Kolhörster und G. v. Salis gemessene Kurve aus demselben Jahre, alle entsprechend den Corlinschen Rechnungen exakt auf Sternzeit umgerechnet.

Wenn auch die Intensität mancher Maxima bei der jetzigen Differenzkurve etwas anders herauskommt als bei den anderen Kurven (z. B. besonders um 9^h), so ist doch die Übereinstimmung zwischen den drei Kurven so, daß man nicht mehr von einem Zufall sprechen kann, sondern an eine gemeinsame Ursache glauben muß.

Ich hoffe, daß meine neuen auf Grund der hier gewonnenen Erkenntnisse konstruierten Apparaturen, die aus dem Versuchsstadium heraus sind und in wenigen Wochen die Registrierungen aufnehmen werden, uns in kurzer Zeit wesentlich genauere Erkenntnisse vermitteln werden. Ich für meine Person halte aber schon diese meine Messungen im Meeresniveau für eine Bestätigung der sternzeitlichen Schwankungen der sogenannten Höhenstrahlung.

Disskusion.

Herr Fürth (Prag): Hat man schon versucht, zwischen den reproduzierbaren Extremwerten der Schwankungskurven und den Kulminationen gewisser Sterne oder Sterngruppen einen Zusammenhang herzustellen?

Herr Steinke: Das ist von Herrn Corlin versucht worden. Vielleicht ist Herr Kolhörster so liebenswürdig, uns darüber nähere Auskunft zu geben.

Herr Kolhörster (Berlin): Die Untersuchungen von Corlin beziehen sich auf Sterne bestimmter Spektraltypen. Nach ihm sind nur die Sterne von *Md*-Spektren in der Lage, Kurven ähnlich den sternzeitlichen Schwankungen der Höhenstrahlung zu erklären. Die Versuche von Schweidler-Swann konnten bei der geringen Höhenstrahlungsintensität, wie Herr Bothe und ich aus den Zählversuchen abgeleitet haben, keine Aufladung zeigen.

Herr M. Wolfke (Warschau): Können die Mikronaufnahmen von Skobelzyn nicht als Bestätigung der Korpuskularnatur der Höhenstrahlung gedeutet werden?

Herr Steinke: Es ist damit noch nicht erwiesen, ob es sich um Primär- oder Sekundärelektronen handelt.

Herr Bothe (Berlin): Wie groß sind prozentual die Differenzen, welche in der Schlußkurve aufgetragen sind? Würden Sie auch die schmalen Zacken in Ihrer Kurve für reell halten?

Herr Steinke: Die Extremdifferenzen betragen bei Summierung über 1470 Beobachtungsstunden 15 Proz. in Bezug auf die Mehreinstrahlung und 1,5 Proz. in Bezug auf die gesamte Höhenstrahlungsintensität. Wie weit die schmalen Zacken auch reell sind, kann sich erst bei weiteren Wiederholungen zeigen.

Herr Rausch v. Traubenberg (Prag): Haben sich die plötzlichen Schwankungen, die Herr Hoffmann gefunden hatte, auch bei den Messungen des Herrn Vortragenden bemerkbar gemacht?

Herr Steinke: Nein. Es wurde die Wanderung des Fadens auch nicht dauernd beobachtet, sondern nur die Stellungen am Ende jeder Stunde photographiert. Außerdem dürfte dazu die Elektrometerempfindlichkeit noch zu klein sein.

Herr V. F. Heß (Graz): Es wäre natürlich noch strenger, wenn man die Differenz zwischen den mit und ohne Abschirmung gemessenen Stundenwerten an zwei gleichzeitig laufenden Apparaten bildet. Aber ich glaube, daß Herrn Steinkes neue noch im Gange befindlichen Untersuchungen dies bereits verwirklicht haben.

Herr Steinke: Das ist der Fall. Ich werde darüber in Kurzem berichten.

H. Kallmann und B. Rosen (Berlin), Über Ionisations- und Dissoziationsvorgänge in einfachen Gasen. Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie, Berlin-Dahlem.

Ich möchte Ihnen hier über eine Untersuchung berichten, die wir über die durch Elektronenstoß in einfachen Gasen hervorgerufenen Elementarprozesse der Ionisation ausgeführt haben. Die Untersuchungsmethode ist die übliche: eine gewöhnliche Ionisationseinrichtung, bei der die Art der gebildeten Ionen massenspektrographisch bestimmt wird. Wir haben die massenspektrographische Methode besonders genau durchgeführt und haben neue Resultate erhalten, die ich Ihnen hier mitteilen möchte.

Bisher hat man immer zwei Arten von Ionisationen unterschieden, primäre Ionenbildung und sekundäre Ionenbildung. Primäre Ionen entstehen direkt durch den Elektronenstoß, sekundäre Ionen entstehen erst aus primär gebildeten Ionen durch eine chemische Reaktion. Dabei unterschied man bisher immer im wesentlichen zwei Arten von chemischen Reaktionen, gewöhnliche chemische Anlagerungsreaktionen und Zerfallsreaktionen. Zerfallsreaktionen sind dabei solche, bei denen ein primär gebildetes Molekülion mit einem neutralen Gasmolekül zusammenstößt und dabei in seine Bestandteile zerfällt (beim 2-atomigen Molekül also Zerfall des Molekülions in ein neutrales Atom und ein Atomion). Ein solcher Zerfall kann aber nur dann auftreten, wenn das Molekülion bei seiner Bildung auch noch innere Energie (in Form von Elektronenanregung) von dem ionisierenden Elektron mit bekommen hat.

Sekundäre Ionenbildung erkennt man experimentell einmal daran, daß das Intensitätsverhältnis sekundäres Ion zu primärem Ion mit wachsendem Druck ansteigt, und ferner macht sie sich dadurch bemerkbar, daß bei Vergrößerung des Ionisationsraumes die relative Intensität der sekundären Ionen ebenfalls ansteigt. Letztere Methode besonders gestattet festzustellen, daß die sekundäre Ionenbildung wirklich im Gasraume stattfindet und nicht etwa als eine sekundäre Reaktion an der Wand verläuft, die ja auch eine mehr oder minder deutliche Druckabhängigkeit der Relativintensität der Sekundärionen bewirken könnte.

Man hat nun besonders nach der Methode der Druckabhängigkeit vielfach sekundäre Reaktionen festgestellt; insbesondere haben Hognes und Lunn beim Stickstoff eine Atomionenbildung gefunden, die sie auf einen sekundären Zerfall eines energiereichen angeregten Stickstoffmoleküls zurückführen, und zwar schien aus diesen Versuchen eine sehr große Ausbeute an Atomionen zu folgen (etwa 70 Proz.).

Es ist nun sehr auffallend, daß eine Reihe anderer Gase wie z. B. Sauerstoff, Stickoxyd, Kohlenoxyd solche sekundären Zerfallsreaktionen nicht zeigen. Bei ihnen findet man vielmehr nur primäre Atomionenbildung, und zwar mit einer Ausbeute von höchstens 10 Proz. meistens noch weniger.

Wir haben alle diese Gase nun nach unserer genaueren Methode untersucht und festgestellt, daß sekundäre Reaktionen sicher in geringerem Ausmaße auftreten, als man bisher angenommen hatte. Es treten gewiß Anlagerungsreaktionen auf, so z. B. beim Wasserstoff die Reaktion $H_2^+ + H_2 = H + H_3^+$, Zerfallsreaktionen aber treten nach unserer neuen Messung nur selten auf. So haben wir z. B. beim Stickstoff nach der Methode der Variation des Ionisationsraumes keine Spur einer sekundären Bildung von Stickstoffatomionen feststellen können und die genaue Durchführung der Druckabhängigkeitsmethode hat uns jetzt ebenfalls zu dem Resultate geführt, daß nur eine primäre Stickstoffatomionenbildung vorhanden ist, und zwar in einem Ausmaße von etwa 10 Proz. Auf den Grund, der bisher bei den Druckversuchen eine sekundäre Ionenbildung vortäuschen konnte, werde ich sogleich zu sprechen kommen. Ich möchte Ihnen hier nur noch in einer Tabelle zeigen, welche Ionisationsvorgänge nach unserer Meinung in den verschiedenen Gasen auftreten.

V.

$N_2 \rightarrow N_2^+ + e$	16
$N_2 \rightarrow N + N^+ + e$	24
$O_2 \rightarrow O_2^+ + e$	13,5
$O_2 \rightarrow O^+ + O + e$	20
$CO \rightarrow CO^+ + e$	14
$CO \rightarrow C + O^+ + e$	25
$CO \rightarrow C^+ + O + e$	21,5
$CO_2 \rightarrow CO_2^+ + e$	14
$CO_2 \rightarrow CO^+ + O + e$	18
$CO_2 \rightarrow C^+ + O + O + e$	29

Wir haben gefunden, daß die Bildung aller dieser Ionen primärer Natur ist und die Ionen, die bei höheren Energiestufen auftreten, zeigen immer nur eine Ausbeute von höchstens 10 Proz. Diese Resultate stimmen mit den Ergebnissen anderer Autoren insoweit überein, als diese Autoren primäre Ionenbildung festgestellt haben. Kohlensäure wurde überhaupt noch nicht gemessen[1]).

Außer dieser soeben geschilderten direkten Ionenbildung durch Elektronenstoß tritt aber

1) Alles nähere ist in einer in der Zeitschr. f. Phys. im Druck befindlichen Arbeit zu finden.

noch ein anderer unter Umständen sehr wesentlicher Prozeß auf, nämlich der Prozeß der Umladung. Solche Prozesse sind schon von einer Reihe von Autoren mehr oder minder deutlich nachgewiesen, ohne daß dabei eine widerspruchslose Deutung möglich war. Wir haben auch in dieser Richtung neue Versuche angestellt und gefunden, daß diese Umladung immer dann besonders stark auftritt, wenn die Ionisierungsspannung der beiden umladenden Gebilde nahezu gleich ist, und zwar tritt dann eine Umladung praktisch bei jedem gaskinetischen Zusammenstoß ein, während bei einer Differenz der Ionisierungsspannung von der Größenordnung eines Voltes die Umladung schon erheblich abnimmt. Man erkennt solche Umladungen besonders deutlich, wenn man einen Ionenstrahl durch ein neutrales Gas hindurchschickt. Diejenigen Ionen, deren Ionisierungsspannung mit der des neutralen Gases nahe übereinstimmt, werden immer selektiv stark absorbiert, andere Ionen sehr viel weniger.

Mit dieser Erscheinung haben wir auch den Grund gefunden, warum die bisherigen Resultate der Ionenstrahlanalyse oft so widersprechende Resultate ergaben. Die Intensität der verschiedenen Ionen ist nicht nur von den Verhältnissen in dem Ionisationsraum abhängig, sondern für ihre Intensität sind auch die Verhältnisse (Gasdruck) in den übrigen Teilen der Apparatur wesentlich maßgebend und man kann nur solche Resultate miteinander vergleichen, bei der in diesen Teilen der Apparatur gleiche Verhältnisse geherrscht haben.

F. Kirchner (München), Präzisionsmessungen der Kathodenstrahlgeschwindigkeit.

Vor 5 Jahren habe ich als „Demonstrationsversuch" eine einfache Methode zur direkten Messung der Kathodenstrahlgeschwindigkeit beschrieben[1]). Die neue Methode beruhte ebenso wie die in den Lehrbüchern[2]) beschriebene alte Methode von Wiechert auf der Verwendung von schnellen elektrischen Schwingungen; sie unterschied sich aber von der Wiechertschen sehr wesentlich insofern, als die Genauigkeit der Messung ungefähr auf das Tausendfache gesteigert war. Während die alte Methode allenfalls die richtige Größenordnung der Kathodenstrahlgeschwindigkeit zu bestimmen erlaubte, konnte ich die Meßgenauigkeit der Geschwindigkeit bei der neuen Methode zu „wenigen Promille" angeben.

1) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **25**, 302, 1924.
2) S. z. B. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Phys., 15. Aufl., S. 731, 1927.

Ich habe seitdem die Methode mehrfach zur Demonstration in meinen Vorlesungen benutzt und hatte auch seit langem die Absicht, sie durch Verbindung mit einer genauen Messung der Entladungsspannung zu einer neuen e/m-Bestimmung bzw. zur Messung der Massenabhängigkeit des Elektrons von der Geschwindigkeit zu verwenden. Dies schien aus verschiedenen Gründen wünschenswert: erstens unterscheidet sich diese e/m-Bestimmungsmethode prinzipiell von allen übrigen e/m-Bestimmungsmethoden an Kathodenstrahlen dadurch, daß sie überhaupt kein Magnetfeld erfordert und daß die zur eigentlichen Messung dienenden Kathodenstrahlen überhaupt nicht abgelenkt werden. Zweitens ist der Weg zum Ziel hier besonders einfach und durchsichtig, denn die spezifische Ladung ergibt sich aus Geschwindigkeit v und Entladungsspannung P mittels der bekannten Energiegleichung direkt zu:

$$\frac{e}{m} = \frac{v^2}{2P}.$$

Drittens war zu hoffen, daß die Genauigkeit der Messung durch weitere Verbesserung der Methode noch über diejenige hinaus gesteigert werden könnte, die bei den bisherigen e/m-Bestimmungen erreicht war. Die Durchführung genauer Messungen ist durch verschiedene Umstände immer wieder verschoben worden; sozusagen den „zwingenden" Grund für die Wiederaufnahme der Versuche ergab erst eine Geschwindigkeitsmessung in Verbindung mit einer genaueren Spannungsmessung während meiner Vorlesung im letzten Wintersemester, wobei das gemessene e/m hartnäckig um 1, 2 oder auch 3 Prozent kleiner herauskam als der sonst allgemein angenommene Wert. Die Ursache für diese relativ großen Abweichungen war freilich bald gefunden; es stellte sich nämlich heraus, daß die Abweichungen jedesmal unmittelbar zu Beginn einer Versuchsreihe am kleinsten waren und größer wurden, wenn das Entladungsrohr schon einige Zeit in Betrieb war. Daraus war zu schließen, daß die Abweichungen durch Gasreste verursacht waren, die durch die Glühelektronenentladung freigemacht werden und in der improvisierten Anordnung nicht rasch genug fortgepumpt werden konnten. In der Tat zeigt auch eine einfache Überschlagsrechnung an Hand des Whiddingtonschen Gesetzes $P_0^2 - P^2 = \text{const} \cdot x$, daß Kathodenstrahlen, die eine Entladungsspannung von 2000 Volt durchlaufen haben, bereits bei einem Gasdruck von $^1/_{1000}$ mm auf einer Strecke von $x = 50$ cm mehrere Prozent ihrer Voltgeschwindigkeit verlieren.

Im Laufe des Sommers habe ich die Methode weiter verbessert und einige vorläufige Messungen

durchgeführt. Bevor ich darauf eingehe, will ich kurz das Prinzip der Methode wiederholen, das übrigens sehr einfach ist. Ich erzeuge mir mittels glühender Wolframkathode und beschleunigender Gleichspannung von einigen Tausend Volt ein Bündel homogener Kathodenstrahlen und lasse dieses durch eine Blende in einen feldfreien Hochvakuumraum eintreten. In diesem Raum befindet sich ein Plattenkondensator (K_1 in Fig. 1), an den die elektrische Schwingung angelegt wird.

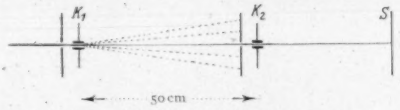


Fig. 1. Schema der Versuchsanordnung zur genauen Messung der Kathodenstrahlgeschwindigkeit.

Da das Feld im Kondensator periodisch seine Richtung wechselt, pendelt der Kathodenstrahl im gleichen Takt hin und her, genau wie der Strahl aus einem Wasserschlauch, wenn ich das Schlauchende in der Hand schnell hin und her bewege. Ich arbeite nun nur mit denjenigen Elektronen weiter, die den Kondensator ohne Ablenkung passiert haben, d. h. die gerade durch den Kondensator hindurchgeschlüpft sind, während dort die Feldstärke Null herrschte (genauer gesagt: während die Feldstärke im Mittel gleich Null war!). Diese Elektronen lasse ich durch einen zweiten Kondensator K_2 laufen, an dem die gleiche Schwingung liegt. Sie passieren dann auch den zweiten Kondensator ohne Ablenkung, wenn inzwischen genau eine halbe Schwingungsdauer oder ein ganzes Vielfaches davon verstrichen ist. Ist die Laufzeit der Elektronen von der Mitte des ersten Kondensators zur Mitte des zweiten nicht genau gleich einem ganzen Vielfachen der halben Schwingungsdauer, so verursacht der zweite Kondensator eine Ablenkung, und zwar abwechselnd nach der einen und nach der anderen Seite, so daß auf dem Leuchtschirm bei S zwei von der Mitte gleichweit abgelenkte Bilder des Kathodenstrahls sichtbar werden. Die Messung besteht darin, daß entweder die Entladungsspannung oder die Schwingungsdauer so lange verändert werden, bis die beiden abgelenkten Bilder auf S genau zusammenfallen. Das „Auflösungsvermögen" der Apparatur ist dann in erster Näherung durch die folgende Beziehung gegeben:

$$\frac{v}{\Delta v} = \frac{\frac{e}{m} \cdot E_0 \cdot \omega \cdot s \cdot l}{\operatorname{tg}\alpha \cdot v^3}.$$

(Darin bedeuten:

$\operatorname{tg}\alpha$ die Ablenkung, die sich auf dem Leuchtschirm gerade noch feststellen läßt,

Δv den zugehörigen Geschwindigkeitsunterschied,

E_0 bzw. ω Scheitelwert der ablenkenden Feldstärke bzw. Kreisfrequenz der Schwingung,

s bzw. l Länge bzw. Abstand der Kondensatoren.)

Die Genauigkeit wird also gesteigert, wenn man E_0, ω, s und l vergrößert und $\operatorname{tg}\alpha$ und v kleiner macht. Für $E_0 = 400$ Volt/cm $= 3 \cdot 10^{10}$ el. m. E./cm, $\omega = 3 \cdot 10^8$, $s = 3$, $l = 50$, $\operatorname{tg}\alpha = 10^{-3}$ (entsprechend einer Ablenkung von beiderseits $^1/_2$ mm bei 50 cm Abstand des Leuchtschirms) ergibt sich für eine Kathodenstrahlgeschwindigkeit von $2{,}5 \cdot 10^9$ ein Auflösungsvermögen von rund 2000.

Als Entladungsrohr diente bei den neuen Messungen ein langes Messingrohr von 6 cm lichter Weite, das zur Ausschaltung von magnetischen Störungen so befestigt wurde, daß die Kathodenstrahlen parallel zur Richtung des Erdfeldes verliefen. Evakuiert wurde das Rohr (s. Fig. 2) durch drei parallel geschaltete, 3 cm weite bzw. ein 4 cm weites Messingrohr mittels einer Stahldiffusionspumpe; der Quecksilberdampf der Pumpe wurde durch Kühlung mit flüssiger Luft vom Entladungsrohr ferngehalten.

Fig. 2. Entladungsrohr für die Geschwindigkeitsmessung.

Der als Kathode dienende Glühfaden wurde so kurz gewählt, daß nur ein kurzes Stück seiner Mitte zur hellen Weißglut kam, dadurch wurde die infolge des Potentialabfalls am Glühfaden sonst auftretende Inhomogenität des Kathodenstrahls fast ganz vermieden. Der gesamte Potentialabfall am Glühfaden und seinen Zuleitungen betrug nur 1,5—1,6 Volt. Die Ablenkungskondensatoren bestanden aus Messingplatten von 3 cm Länge und 1 cm Höhe, die sich in einem Abstand von 1 cm gegenüberstanden. Der Abstand l von Kondensator zu Kondensator wurde nach dem Abschluß der Versuche, über die hier berichtet wird, mit einem Kathetometer gemessen; hierzu wurde das Messingrohr an den betreffenden Stellen aufgefeilt. Zur Erzeugung der elektrischen Schwingungen dienten zwei RS 55-Röhren[1]) in Gegentaktschaltung. Die Ablenkungskondensatoren wurden nicht direkt an den Schwingungskreis gelegt, sondern an ein mit diesem induktiv gekoppeltes Lecherdrahtsystem. Um störende Rückwirkungen auf den Sender zu eliminieren, wurde die Wellenlänge der Schwingung mittels Thermoelement und verschiebbarer Brücke auf einem zweiten Parallelsystem gemessen, das mit dem ersten Drahtsystem an der dem Sender abgewandten Seite induktiv sehr lose gekoppelt war. Durch Verschieben der Brücke wurden die Knotenpunkte bestimmt als die Stellen, bei deren Überbrückung das an das Thermoelement geschlossene Galvanometer einen maximalen Ausschlag zeigte; der Abstand zweier Knotenpunkte liefert dann die halbe Wellenlänge. Die Entladungsspannung (1600 bis 1700 Volt) wurde von einer Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie geliefert; ihre Messung erfolgte in zwei Schritten mit einem Weston-Präzisionsvoltmeter[2]) (Meßbereich bis 750 Volt) und einem Hartmann- und Braun-Präzisions-Voltmeter (Meßbereich bis 250 Volt). Die mit den Instrumenten direkt gemessene Spannung habe ich nachträglich mittels Kompensationsapparat und Normalelementen zu eichen versucht; da mir aber ein neugeeichtes Normalelement bisher nicht zur Hand war und die benutzten älteren Normalelemente größere Abweichungen untereinander als von den Angaben des Weston-Voltmeters zeigten, habe ich von der Anbringung einer Eichkorrektur vorläufig ganz abgesehen. An den gemessenen Spannungswerten wurden infolgedessen nur folgende Korrektionen angebracht:

+ 1,6 Volt:	Spannungsabfall der Batterie beim Umschalten des Weston-Voltmeters (im Komp.-App. gemessen);
— 0,8 Volt:	Spannungsabfall am Glühfaden;
+ 0,2 Volt:	Anfangsenergie der Glühelektronen
Summa: 1,0 Volt.	

Als Wert für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen längs des Paralleldrahtsystems wurde die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c = 2{,}99796$[1]), dividiert durch den Brechungsexponenten der Luft $n = 1{,}00029$, eingesetzt. Der Elektronenstrahl, der bei den bisherigen Versuchen nicht genau in der Achse des Entladungsrohrs, sondern etwas schief dazu verlief, mußte durch Anbringung eines schwachen Hilfsmagnetfeldes durch die Blenden dirigiert werden. Bei den beiden ersten Versuchsreihen war aber die so zu korrigierende Abweichung des Strahlverlaufs von der Rohrachse so klein, daß der Strahlweg nicht merklich beeinflußt werden konnte. Bei der dritten Versuchsreihe war die Abweichung größer; hier wurde deshalb an der Länge l des Strahlwegs eine aus den geometrischen Verhältnissen berechnete Korrektur von 1,8 Promille angebracht (vgl. Tabelle). Die Zahlen der Tabelle (Spalte 3) geben ein Bild von der Genauigkeit der Einstellung; bei den 10 Einzelmessungen der dritten Versuchsreihe z. B. ist die maximale Abweichung vom Mittelwert 1,2 bzw. 1,5 Promille. Damit dürfte die Brauchbarkeit der Methode zu Präzisionsmessungen sichergestellt sein. Eine weniger gute Übereinstimmung als man sie nach den Einzelmessungen jeder Versuchsreihe erwarten sollte, herrscht allerdings bezüglich der Mittelwerte der drei Versuchsreihen. Ob dies durch eine zufällige Schwankung oder durch eine noch nicht erkannte Fehlerquelle verursacht ist, muß vorläufig dahingestellt bleiben; da ich das letztere für wahrscheinlicher halte, habe ich bei der Bildung des Gesamtmittels den Mittelwerten der drei Versuchsreihen gleiches Gewicht zugeteilt. Wegen dieser Unsicherheit möchte ich auch vorläufig von einer genaueren Fehlerdiskussion absehen; es möge die Feststellung genügen, daß das Resultat der ersten und dritten Versuchsreihe um weniger als ein Promille, und dasjenige der zweiten Versuchsreihe um 2 Promille vom Gesamtmittelwert $1{,}771_0$ abweichen. Berücksichtigt man schließlich noch den Unterschied zwischen dem bei der Messung verwendeten intern. Volt und dem abs. Volt, so erhält man als das Resultat der bisherigen Ge-

1) Die eine der beiden Röhren wurde mir von Herrn Oberregierungsrat Baumgartner freundlicherweise überlassen, wofür an dieser Stelle bestens gedankt sei.

2) Für die leihweise Überlassung dieses Instruments bin ich Herrn Geheimrat Zenneck zu bestem Dank verpflichtet.

1) S. R. T. Birge, Phys. Rev. Suppl. **1**, 9, 1929.

Wellenlänge λ der Schwingung in cm	Meßstrecke l (Abstand der Kondensat.) in cm	Entladungsspannung P in Volt	Mittelwert der Spannung P_m	Korrigierter Mittelwert P'_m	$\frac{e}{m} = \frac{l^2 \cdot c^2}{2 P_{m'} \lambda^2}$ in e. m. E.	$\frac{e}{m_0} = \frac{e}{m}\left(1 + \frac{3}{4}\beta^2\right)$ in e. m. E.[1]
620,3	50,34$_6$	1676,$_4$ 1679,$_8$ 1677,$_6$ 1677,$_5$ 1683,$_4$	1678,$_9$	1679,$_9$	1,761$_2$	1,769$_8$
623,3	50,34$_6$	1657,$_5$ 1658,$_2$ 1661,$_5$	1659,$_1$	1660,$_1$	1,765$_1$	1,773$_7$
624,2$_5$	50,43$_6$	1663,$_0$ 1663,$_0$ 1666,$_6$ 1666,$_5$ 1664,$_9$ 1663,$_9$ 1663,$_0$ 1664,$_3$ 1663,$_6$ 1662,$_1$	1664,$_1$	1665,$_1$	1,760$_8$	1,769$_4$

Gesamtmittel $\frac{e}{m_0} = 1{,}771_0$ e. m. E.

1) Da $e \cdot P = m_0 \cdot c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right)$.

schwindigkeitsmessungen:

$$\frac{e}{m_0} = 1{,}770_3 \cdot 10^7 \text{ el. m. E.}$$

Was nun den Vergleich des erhaltenen Wertes mit den anderen e/m-Bestimmungen betrifft, so sei zunächst betont, daß unser Wert beträchtlich größer ist (3 Promille), als der in den Lehr- und Handbüchern[1]) gewöhnlich als der wahrscheinlichste angegebene Wert 1,765—1,766 · 10^7 el. m. E. Noch größer (6 Promille) ist die Abweichung von den neuesten e/m-Bestimmungen von Babcock und Houstoun[2]) auf spektroskopischem Wege, bei denen sich 1,761 ergab.

Dagegen ist der hier gewonnene Wert annähernd in Übereinstimmung mit dem bekannten spektroskopischen Resultat von Paschen (1,7686) und mit dem Resultat der genauesten $\frac{e}{m}$-Bestimmung aus der magnetischen Ablenkung nach der Methode von Busch[3]) (F. Wolf; 1,7678). Die Übereinstimmung mit dem letzten Wert wird noch besser, wenn dieser wegen der Umrechnung von int. Volt auf abs. Volt (nach Birge[1])) um 0,0010 auf 1,7689 vergrößert wird.

Die bei den hier beschriebenen Messungen gefundene Abweichung des $\frac{e}{m_0}$-Wertes von den meisten übrigen $\frac{e}{m}$-Bestimmungen liegt schließlich in der gleichen Richtung, wie die Abweichung des neuerdings aus genauen Absolutmessungen der Röntgenwellenlängen von Bearden[2]) und Bäcklin[3]) ermittelten e-Wertes (4,804 bzw. 4,793) von dem bekannten Millikanschen Öltröpfchenwert $e = 4{,}774$. Unter der Annahme, daß h sich wie $e^{1{,}24}$ ändert berechnet Bearden $h = 6{,}604 \cdot 10^{-27}$. Setzt man nun diesen Zahlenwert zusammen mit dem von Bearden erhaltenen Wert $e = 4{,}804$ in die Rydbergformel ein:

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 \cdot e^5}{h^3 \cdot c^2 \cdot \frac{e}{m}},$$

so erhält man $\frac{e}{m_0} = 1{,}773$ el. m. E., also ebenfalls einen auffallend großen Wert. Die Abweichung dieses berechneten Wertes von dem hier gemessenen $\frac{e}{m_0} = 1{,}770_3$ ist freilich immerhin noch

1) P. Lenard u. A. Becker geben im Handb. d. Exper. Phys. 1,765 als den wahrscheinlichsten Wert von $\frac{e}{m_0}$ an; W. Gerlach im Handb. d. Phys. 1,766 In der jedem Band des letzteren vorangestellten Tabelle steht 1,765.

2) Phys. Rev. **33**, 268, 1929.

3) F. Wolf, Ann. d. Phys. **83**, 849, 1927.

1) Nach R. T. Birge, Phys. Rev. Suppl. **1**, 44, 1929.

2) J. A. Bearden, Proc. Nat. Acad. **15**, 528, 1929.

3) E. Bäcklin, Diss. Uppsala 1928.

so groß, daß die beiderseitigen Fehlergrenzen bereits überschritten zu sein scheinen.

Die Messungen werden nach einigen technischen Verbesserungen der Apparatur sowohl wie der Methode fortgesetzt; der Zweck der vorliegenden Mitteilung war in erster Linie der, zu zeigen, daß die Methode tatsächlich zu Präzisionsmessungen geeignet ist.

München, Inst. f. theor. Physik, Sept. 1929.

H. Kulenkampff (München), Bemerkungen zur Ionisierungswirkung schneller Elektronen.

I.

Die Ionisierungswirkung von Kathodenstrahlen in Gasen ist gerade in den letzten Jahren vielfach nach der quantitativen Seite hin untersucht worden, und zwar speziell in Luft. Es handelt sich dabei um die Bestimmung der von einem Kathodenstrahlelektron auf seinem ganzen Wege erzeugten Gesamtionenzahl S. Die Ergebnisse verschiedener Beobachter stimmen dabei insoweit überein, daß in jeweils beschränkten Geschwindigkeitsbereichen S der Energie des Kathodenstrahlelektrons proportional gefunden wurde. Hinsichtlich der Absolutwerte sowohl als auch bezüglich des allgemeinen Verlaufes über größere Bereiche bestehen aber immer noch erhebliche Unsicherheiten, zumal die Fehlergrenzen der bisherigen Messungen im allgemeinen zu 10 bis 20 Proz. angegeben werden. Dabei ist eine möglichst genaue Kenntnis nicht nur von Interesse aus bekannten rein meßtechnischen Gründen; man darf darüber hinaus Aufschlüsse erwarten über das allgemeinere Problem des Energieumsatzes bei der Absorption von Kathodenstrahlen.

Eine Klarstellung dieser Fragen ist, wie mir scheint, durch neue Untersuchungen von A. Eisl[1]) erzielt worden. Sie wurden ausgeführt durch direkte Messungen an Kathodenstrahlen, da von dieser Methode die größte Genauigkeit und Zuverlässigkeit zu erwarten war. Hierbei treten Elektronen einer genau zu bestimmenden Geschwindigkeit in einen Raum ein, in dem elektrometrisch einmal, bei Hochvakuum, die Anzahl der Elektronen bestimmt wird, sodann mit Luftfüllung von genügend hohem Druck die Zahl der erzeugten Ionen. Nähere experimentelle Einzelheiten sind in der ausführlichen Veröffentlichung von Eisl zu finden; es sei hier nur in Fig. 1 das Ergebnis dieser Messungen wiedergegeben. Dieses zeigt im ganzen Bereiche von etwa 9 bis 60 Kilovolt eine streng lineare Anhängigkeit; der mittlere Energieverbrauch pro Ionenpaar ist also konstant und ergibt sich zu $\varepsilon = 32{,}2$ Volt, mit einer Fehlergrenze, die 1,5 bis 2 Proz. sicher nicht übersteigt. Der Wert für ε ist, wie schon früher bekannt, beträchtlich größer als die (niederste) Ionisierungsspannung von O_2 oder N_2. Es treten also noch andere Energieumsetzungen

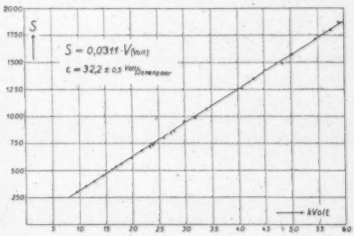


Fig. 1. Gesamtionisierung S in Luft, nach Messungen von Eisl.

auf und es verdient hervorgehoben zu werden, daß das Aufteilungsverhältnis über ein so großes Geschwindigkeitsintervall konstant ist.

Das Bemerkenswerte dieser Tatsache tritt deutlich hervor, wenn man sich vergegenwärtigt, daß die hier betrachtete integrale Ionisierungswirkung ein recht komplizierter Vorgang ist. Es wird nämlich nur der kleinere Teil der Ionen primär gebildet; den größeren erzeugen sekundär die Elektronen, die aus den primär ionisierten Atomen mit Überschußgeschwindigkeit abgetrennt wurden. Aber schon die primäre Ionisierung ihrerseits wird sich nach bestimmten Gesetzen auf die verschiedenen (K, L, M usw.) Elektronengruppen des Atoms verteilen.

II.

Nachdem jetzt die Integralwirkung mit ausreichender Sicherheit bekannt ist, scheint es mir von Interesse zu sein, an eine Analyse des Vorganges in diesem Sinne heranzugehen. Es soll im folgenden speziell die Frage der primären K-Ionisierung herausgegriffen werden; es möge jetzt entsprechend S_K die Zahl der Atome bedeuten, die ein Kathodenstrahlelektron in der K-Schale zu ionisieren vermag, wieder summiert längs der ganzen Bahn. Diese Größe läßt sich bestimmen aus Beobachtungen über die Intensität von Röntgen-K-Linien in Abhängigkeit von der Kathodenstrahlgeschwindigkeit, gemäß einer

1) A. Eisl, Dissertation der Technischen Hochschule München, Ann. d. Phys., **3**, 277, 1929.

schon früher von Rosseland[1]) angestellten Überlegung. Die Messungen müssen jedoch so ausgeführt werden, daß auch die Absolutwerte der Intensität bestimmbar sind; da der Nutzeffekt der K-Fluoreszenz[2]) bekannt ist, läßt sich dann S_K leicht berechnen. Außerdem ist es für zuverlässige Resultate erforderlich, die Absorption der Röntgenstrahlen innerhalb der Antikathode experimentell zu bestimmen, da nachträgliche Berechnungen stets sehr unsicher sind; schließlich muß aus einem weiter unten genannten Grunde gleichzeitig die Intensität im kontinuierlichen Spektrum bekannt sein.

Die zahlreichen schon vorliegenden Messungen über Linienintensitäten genügen diesen Bedingungen nicht. Es soll deshalb hier nur Bezug genommen werden auf neue Untersuchungen, die von F. Wisshak ausgeführt worden sind und bei denen gerade die erwähnten Gesichtspunkte in den Vordergrund gestellt wurden. Die experimentellen Einzelheiten, sowie auch nähere Besprechungen der bisherigen Messungen, werden in der demnächst erscheinenden Dissertation von Wisshak zu finden sein. Fig. 2 zeigt an einem Beispiel (Cu) den Kurvencharakter, wie er sich hier ergeben hat. Als Abszisse ist die allgemeine und dimensionslose Größe U gewählt, das Verhältnis der Kathodenstrahlenergie V zur Anregungsenergie V_K. Ordinate ist S_K in absoluten Werten. Die Kurve ist aus den gemessenen Intensitäten abgeleitet unter Berücksichtigung der experimentell (durch Drehen der Antikathode) bestimmten Antikathodenabsorption; ferner mußte der Teil der K-Ionisierung in Abzug gebracht werden, der indirekt bewirkt wird durch den innerhalb der Antikathode absorbierten Teil der kontinuierlichen Strahlung, soweit die Frequenzen die K-Frequenz übersteigen. Er läßt sich berechnen, wenn man für die Energieverteilung im kontinuierlichen Spektrum das Gesetz $J_\nu = \text{const} \cdot (\nu_0 - \nu)$ als gültig zugrunde legt und, wie oben bemerkt, die Intensität relativ zur Linienintensität bestimmt.

Zum Vergleich ist in Fig. 2 der Kurvenverlauf eingetragen, wie er sich aus der bekannten Thomsonschen Ionisierungstheorie[3]) ergibt. Thomson berechnet die differentiale Ionisation; man erhält aus seiner Formel durch eine einfache Integration und Einsetzung der numerischen Werte[1])

$$S_K = 0{,}20 \cdot \frac{1}{Z} \cdot (U - 1 - \lg U) \qquad (1)$$

(Z = Ordnungszahl). Man wird von vornherein nicht erwarten dürfen, daß diese Theorie exakt richtig ist; ihre Grundannahmen sind jedoch so

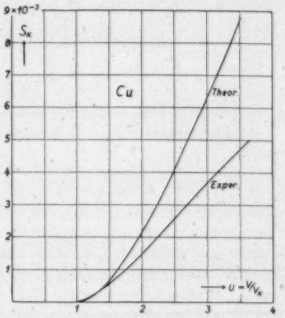


Fig. 2. K-Ionisierung S_K bei Kupfer.
Exper.: Nach Messungen von Wisshak.
Theor.: Berechnet nach Thomson.

einfach und sie bewährt sich im allgemeinen so gut, daß man sie für eine erste Orientierung wohl zugrunde legen darf. Beim zahlenmäßigen Vergleich ist allerdings zu berücksichtigen, daß die experimentelle Bestimmung der Absolutwerte recht schwierig und infolgedessen unsicher ist und daß auch der theoretische Zahlenwert nur in Annäherung richtig sein wird. Beides zusammen bedingt eine Unsicherheit des Vergleiches, die möglicherweise einen Faktor bis etwa 1,5 ausmachen kann.

III.

Im Verlauf der experimentellen und der theoretischen Kurve zeigt sich jedoch ein Unter-

1) S. Rosseland, Phil. Mag. **45**, 65, 1923. Rosseland führt dort bereits zahlenmäßige Berechnungen der K-Ionisierung durch; es muß aber als Zufall bezeichnet werden, daß er überhaupt eine richtige Größenordnung findet. Die von ihm herangezogenen Messungen von Ulrey (Phys. Rev. **11**, 401, 1918) können durchaus nicht in solchem Sinne quantitativ ausgewertet werden.

2) Bei den Berechnungen ist die von L. H. Martin, Proc. Roy. Soc. **115**, 420, 1927 aufgestellte empirische Formel zugrunde gelegt.

3) J. J. Thomson, Phil. Mag. **23**, 449, 1912.

1) Bei der Berechnung tritt die Größe b des Thomson-Whiddingtonschen Gesetzes: $v_x^4 = v_0^4 - b\,x$ auf. Diese ist hier, in Annäherung, als von der Geschwindigkeit v unabhängig und der Elektronendichte proportional zu $b = 9{,}6 \cdot 10^{42} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \varrho$ angenommen (A = Atomgewicht, ϱ = Dichte). Es ist dies ungefähr in Übereinstimmung mit Terrill (Phys. Rev. **22**, 101, 1923), der Zahlenwert ist jedoch gemäß einer früher in anderem Zusammenhang durchgeführten Diskussion (H. Kulenkampff, Ann. d. Phys. **80**, 261, 1926) hier 15 Proz. niedriger angesetzt. — Der Mangel einer zuverlässigen Kenntnis des Geschwindigkeitsverlustes bedeutet eine sehr wesentliche Unsicherheit der theoretischen Berechnung.

schied, der trotzdem charakteristisch zu sein scheint. Er tritt deutlicher in Fig. 3 hervor, wo beide Kurven als Kurven 1) und 2) maßstäblich so gezeichnet sind, daß ein Vergleich in dieser Hinsicht leichter möglich ist: die experimentelle Kurve zeigt gegenüber der theoretischen einen systematisch flacheren Verlauf.

Die Thomsonsche Theorie betrachtet nur die Wechselwirkung des Kathodenstrahlelektrons mit einem Atomelektron; eine Störung durch andere Atomelektronen kann auch wohl im Falle der K-Ionisierung keinen wesentlichen Einfluß haben. Dagegen scheint mir der Unterschied beider Kurven auf einen Einfluß des Atomkernes hinzudeuten, und zwar liegt es nahe, diesen mit der Emission der kontinuierlichen Strahlung in Zusammenhang zu bringen. Man wird sich vorstellen dürfen, daß unter Umständen Kathodenstrahlelektronen Quanten der kontinuierlichen Strahlung emittieren und dadurch den größten Teil ihrer Energie verlieren, so daß sie eine K-Ionisierung nicht mehr bewirken können, obwohl sonst — ohne Einwirkung des Kernes — die notwendigen Bedingungen hierfür erfüllt wären. Der Bruchteil der K-Ionisierungen, der in diesem Sinne, gegenüber der theoretischen Erwartung, ausfällt, wird also um so größer sein, je häufiger die Emission von Quanten des kontinuierlichen Spektrums erfolgt.

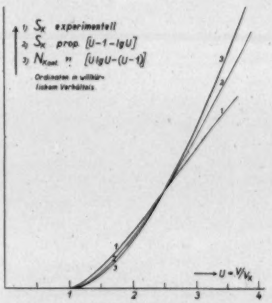


Fig. 3. Zum Vergleich der Kurvenformen.

Zur näheren Veranschaulichung eines solchen Einflusses wird man etwa die Zahl der Quanten im kontinuierlichen Spektrum $N_{\text{Kont.}}$ betrachten können, deren Frequenz $> \nu_K$ (K-Frequenz) ist. Sie läßt sich leicht rechnerisch bestimmen und ist in ihrem Verlaufe als **Kurve 3)** in Fig. 3 eingetragen. Man bemerkt, daß sie steiler als die Thomsonsche Kurve ansteigt, und zwar, wie die angegebenen Formeln erkennen lassen, dauernd. Im Vergleich mit der flacher verlaufenden experimentellen Kurve[1]) zeigt sich also dem Sinne nach ganz ein Verhalten, wie es auf Grund dieser allgemeinen Vorstellungen zu erwarten ist.

Das gleiche zeigt sich, wenn man für einen konstanten Wert von U die Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z betrachtet (Fig. 4). Allerdings sind die experimentellen Daten in dieser

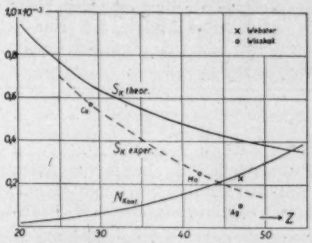


Fig. 4. K-Ionisierung in Abhängigkeit von der Ordnungszahl ($U = 1{,}5$).

Hinsicht noch ziemlich spärlich. Bei den Messungen von Wisshak wurden, außer an Cu, weitere Messungen an Cr ausgeführt, bei denen jedoch wegen der sehr langwelligen Strahlung eine einigermaßen zuverlässige Bestimmung des Absolutwertes nicht möglich ist, sowie an Mo und Ag. Auch der letzte Wert ist wenig sicher, da aus technischen Gründen die Messungen hier nur bis wenig oberhalb der Anregungsspannung ausgedehnt werden konnten. Es läßt sich aber gerade hier ein Wert heranziehen, der von Webster[2]) aus etwas andersartigen Messungen bestimmt worden ist. Es dürfte somit der allgemeine Kurvenverlauf, wie er in Fig. 4 gestrichelt eingetragen ist, doch einigermaßen gesichert sein. Der Abfall mit wachsender Ordnungszahl erfolgt also wesentlich rascher als nach der Thomsonschen Theorie, die gemäß Gleichung (1) einen Verlauf prop. $1/Z$ erwarten läßt[3]). Demgegenüber nimmt, auch hier im Sinne der obigen Vermutung, die Zahl der Quanten im Kontinuum $N_{\text{Kont.}}$ rascher zu, und zwar angenähert prop. Z^3.

Bei der eingangs besprochenen Gesamtionisierung wird man besondere Einflüsse dieser

1) Der Unterschied der Kurven 1) und 3) steht im Gegensatz zu Angaben von Webster (Proc. Nat. Acad. **13**, 445, 1927; **14**, 330, 1928). Ich glaube aber, daß die Messungen von Wisshak ihn eindeutig zeigen und daß er auch theoretisch gut begründet ist.

2) D. L. Webster, Proc. Nat. Acad. **14**, 339, 1928.

3) Der Abfall wird flacher, wenn die Größe δ des Thomson-Whiddingtonschen Gesetzes nicht, wie oben angenommen, der Elektronendichte proportional ist, sondern bei schwereren Elementen relativ kleiner ist. Der Unterschied der theoretischen und experimentellen Kurve würde dadurch noch vergrößert werden.

Art nicht zu erwarten haben. Experimentell stehen zwar den Messungen an Luft auf der einen Seite nur die Messungen an schweren Elementen auf der anderen gegenüber. Es läßt sich aber leicht übersehen, daß gerade bei schweren Elementen, bei denen die Verminderung der Zahl der K-Ionisierungen beträchtlich wird, ihr Anteil an der Gesamtionisierung sehr klein bleibt, auch wenn man berücksichtigt, daß eine primäre K-Ionisierung sehr viele sekundäre Ionisierungen im Gefolge haben muß.

H. Pose (Halle), Nachweis von Atomtrümmern aus Aluminium durch Messung der Ionisation eines einzelnen H-Strahls.

G. Hoffmann und der Verfasser konnten zeigen[1]), daß mit Hilfe des Duantenelektrometers der Nachweis einzelner H-Teilchen durch Messung der von ihnen beim Durchlaufen einer Ionisationskammer erzeugten Ionenmengen möglich ist. Im folgenden sollen Messungen, die mit dieser Methode an Atomtrümmern von Aluminium angestellt wurden, mitgeteilt werden.

Apparatur.

Die Grundlage der Messungen bildete das Duantenelektrometer in Verbindung mit der Ionisationskanmmer in derselben Anordnung, wie sie in der oben zitierten Untersuchung verwendet wurde. Fig. 1 zeigt die hohlkugelförmige Ionisa-

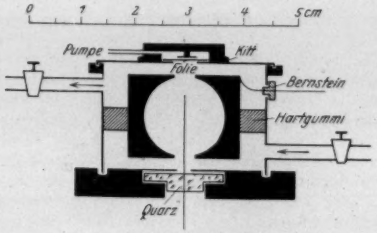


Fig. 1.

tionskammer, deren innere Elektrode aus einem 0,4 mm starken Kupferdraht besteht, der mit dem System des Elektrometers verbunden ist. Als Füllgas diente Kohlensäure, die in einem langsamen Strome von einigen Kubikmillimetern pro Sekunde hindurchgeleitet wurde. Auf die Ionisationskammer, deren obere Öffnung mit einem Glimmerblättchen von 9,9 mm Luftäquivalent verschlossen war, wurde in der aus der Fig. 1 ersichtlichen Weise der Behälter mit dem Poloniumpräparat, der evakuiert werden konnte, aufgekittet. Die Absorptionsfolien und die des zu untersuchenden Metalls wurden in den Behälter zwischen Verschlußfolie und Präparat gebracht.

Die Ladungsempfindlichkeit des Elektrometers, dessen Bewegung photographisch registriert wurde, betrug etwa 3000 Elementarquanten pro mm. Ein H-Teilchen erzeugt je nach seiner Geschwindigkeit längs seines Weges in der Ionisationskammer 15 000 bis 20 000 Ionenpaare, so daß jedes H-Teilchen einen gut meßbaren Ausschlag im Elektrometer hervorruft. Die Zahl der durch die radioaktive Verseuchung des Materials und des Füllgases hervorgerufenen α-Teilchen betrug 1,2 pro Stunde, während im allgemeinen 15—25 H-Teilchen pro Stunde beobachtet wurden, so daß die erste Zahl gegen die letzte im allgemeinen nicht ins Gewicht fällt.

Messungen.

Zwischen Präparat und die Verschlußfolie der Ionisationskammer wurde eine Aluminiumfolie von 30 μ Dicke gebracht. Die aus dem Aluminium in Richtung der Primärstrahlung ausgelösten H-Teilchen gelangten durch wahlweise vorgelegte Absorptionsfolien hindurch in die Ionisationskammer. Als Absorptionsfolien wurden Glimmerblättchen benutzt, deren Luftäquivalente mit der Szintillationsmethode bestimmt waren. Für die Messungen mit α-Teilchen von geringerer Energie als derer des Poloniums, wurden zwischen das Präparat und die Aluminiumfolie Goldfolien gelegt, deren Luftäquivalente ebenfalls genau bestimmt waren.

Die Messungen wurden außerhalb der Reichweite der von den α-Strahlen des Poloniums auslösten natürlichen H-Teilchen gemacht, außerdem waren die Aluminium- und die zur Absorption benutzten Folien im Vakuum ausgeheizt worden, und somit von adsorbierten Gasen befreit. Der Möglichkeit, daß aus dem Präparat selbst H-Teilchen emittiert werden könnten, wurde dadurch Rechnung getragen, daß eine Reihe von Messungen angestellt wurde, bei denen die Aluminiumfolie durch eine solche aus Gold ersetzt war. Es ergab sich, daß bis zu 20 cm Reichweite eine geringe Zahl von H-Teilchen auftrat, die jedoch nicht wesentlich störten und bei der Auswertung der Messungen berücksichtigt wurden.

Ergebnisse.

Fig. 2 zeigt die Absorptionskurven von H-Teilchen aus Aluminium bei verschiedener Energie der Primärstrahlung. Als Ordinaten sind die

1) G. Hoffmann und H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **56**, 405, 1929.

auf den ganzen Raumwinkel umgerechneten Ausbeuten an H-Teilchen pro 10^8 α-Teilchen aufgetragen, als Abszissen die Dicken der von ihnen durchlaufenden Absorptionsfolien in Zentimeter Luft von 0° und 760 mm. Die Reichweiten der benutzten α-Strahlen sind in demselben Maß

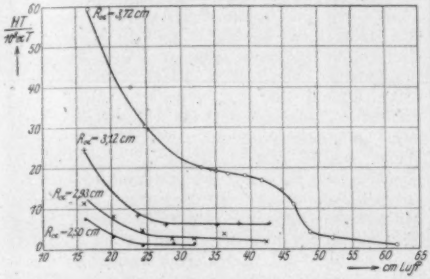


Fig. 2.

angegeben, bei den α-Teilchen von geringerer Reichweite als 3,72 cm bedeuten die angegebenen Reichweiten die Werte, die sich ergeben, wenn die α-Teilchen die Absorptionsfolie senkrecht durchlaufen. Bei α-Teilchen von 3,72 cm Reichweite tritt eine große Zahl von H-Teilchen geringer Reichweiten, bis zu etwa 30 cm auf, eine zweite Gruppe von Teilchen mit Reichweiten bis zu 47 cm und schließlich eine geringe Zahl von Teilchen mit Reichweiten über 60 cm. Die Absorptionskurve zeigt einen Verlauf, wie er vom Verfasser schon früher gefunden wurde[1]), und der in bezug auf die Ausbeuten und die maximale Reichweite der H-Teilchen recht gut mit den von E. A. W. Schmidt nach der Szintillationsmethode gefundenen Werten übereinstimmt[2]).

Mit geringer werdender Energie der Primärstrahlung nimmt die Zahl der Teilchen stark ab. Der Verlauf der Absorptionskurven ist aber ähnlich dem der ersten: bei geringen Absorptionen große Teilchenzahlen, die mit steigender Absorption rasch abnehmen. Von 30 bis 40 cm bleibt dann die Teilchenzahl konstant[3]). Bei höheren Absorptionen werden die Teilchenzahlen so klein, daß bis jetzt keine sicheren Werte angebbar sind. Der durch die statistische Schwankung der Teilchenzahl gegebene Fehler der einzelnen Meßpunkte liegt etwas unterhalb von 10 Proz. bei kleinen Absorptionen, der Fehler der bei höheren Absorptionen gemessenen Punkte, besonders bei den Messungen mit α-Teilchen geringer Energie, ist größer, bis zu 20 Proz.

Interessant ist es, nicht nur die Zahl der H-Teilchen zu betrachten, sondern auch für jeden Meßpunkt die im Mittel von einem H-Teilchen beim Durchlaufen der Ionisationskammer erzeugten Ionenmengen zu ermitteln, was ohne weiteres durch Ausmessen der Stoßgrößen auf den Registrierblättern möglich ist. Dies ist für die mit α-Teilchen von 3,72 cm Reichweite gemessene Kurve geschehen. In Fig. 3 ist außer der Zahl der H-Teilchen die relative mittlere Anzahl der von einem Teilchen beim Durchlaufen der Ionisationskammer erzeugten Ionenmengen eingezeichnet. Diese Kurve steigt bis zu etwa 23 cm schwach an, fällt dann bis zu 33 cm ab, um bis zu 40 cm parallel zur Abszisse zu verlaufen. Dann steigt die Kurve wieder steil an, gerade dort, wo die Zahl der Teilchen sehr rasch abzunehmen beginnt. Dies Verhalten analog einer Braggschen Kurve bei α-Strahlen spricht deutlich dafür, daß hier die Grenze der Reichweite einer Gruppe von H-Teilchen vorhanden ist, und daß sich H-Teilchen am Ende ihrer Reichweite ähnlich verhalten wie α-Teilchen am Ende der Reichweite. Der erste Anstieg der Kurve bei 20 cm ist deshalb nicht so deutlich, weil dort noch relativ zur Gesamtzahl der H-Teilchen eine große Zahl von solchen größerer Reichweiten und damit geringeren Ionisationsvermögens vorhanden ist. Da wir den Mittelwert des Ionisationsvermögens messen, wird folglich der Anstieg weniger steil. Bei dem zweiten Maximum ist die Zahl der Teilchen größerer

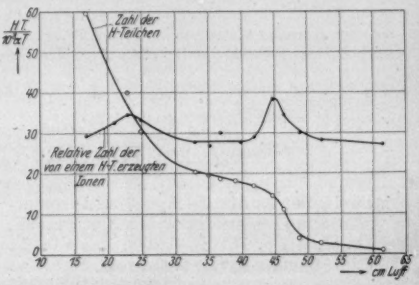


Fig. 3.

Reichweite relativ klein, so daß der Anstieg stärker ist. Schließlich bedingt das Steckenbleiben der H-Teilchen längs des verhältnismäßig langen Weges von 15 mm in der Ionisationskammer eine Abflachung des Maximums, so daß sich zunächst noch keine weiteren Schlüsse

1) Die Naturwissenschaften **17**, 624, 1929.
2) Zeitschr. f. Phys. **42**, 721, 1927.
3) Man vergleiche mit den Ergebnissen von E. A. W. Schmidt, l. c. Ein Vergleich unserer Messungen mit den nach anderen Methoden gefundenen Werten soll demnächst in anderem Zusammenhange erfolgen.

auf das Verhalten der H-Teilchen am Ende ihrer Reichweite ziehen lassen.

Es scheint für die Kenntnis der Konstitution des Atomkerns beonders wichtig, den Verlauf von Absorptionskurven der H-Teilchen bei verschiedenen Energien der Primärstrahlung für eine Reihe von Elementen systematisch zu untersuchen. Die mitgeteilten Versuche an Aluminium, das wegen der drei Gruppen von H-Teilchen, die bei seiner Zertrümmerung auftreten, besonders interessant ist, lassen die verwendete Methode zu solchen Messungen geeignet erscheinen.

Diskussion.

Herr Stetter (Wien): Die einwandfreie qualitative Feststellung des Knickes der Absorptionskurve bei ca. 47 cm und damit mindestens zweier, energetisch verschiedener Gruppen von Atomtrümmern aus Aluminium ist ein Erfolg der von den Herren Hoffmann und Pose verwendeten Methode. Eine Andeutung dieses Knickes findet sich schon in den älteren Messungen von E. A. W. Schmidt; wegen der Unsicherheit der damals allein verwendeten Szintillationsmethode war jedoch die Realität des Effektes ungewiß. Die Messung der Ionisation gibt hier, wie Herr Pose gezeigt hat, die entscheidende Stütze dafür.

Die Ausbeuten zeigen eine erfreuliche Übereinstimmung mit den Wiener Resultaten; dies gilt auch für neuere, mit dem Röhrenelektrometer gewonnene Ergebnisse, die bisher nicht veröffentlicht sind. Es handelt sich da nicht um Aufnahme vollständiger Absorptionskurven, sondern nur einiger Punkte knapp über 16 cm (Reichweite der natürlichen H-Strahlen) und gegen Ende der Reichweite. Auch Versuche mit verkürzter Primärstrahlung liegen vor: es zeigt sich ein ähnlicher Gang wie bei Herrn Pose und auch Schmidt fand, daß bei etwa 2 cm Primärreichweite die Atomtrümmer gerade noch nachgewiesen werden können. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß die quantitativen Daten, die sich aus derartigen Absorptionskurven ergeben, keine allgemeine Bedeutung haben, weil die Ausbeute doch zu sehr von der geometrischen Anordnung abhängt. Die Unbestimmtheit wird, außer durch den verschiedenen Austrittswinkel an sich, dadurch hereingebracht, daß die Sekundärstrahlen die Substanz selbst und den Absorptionsglimmer verschieden schief durchsetzen; dieser Einfluß läßt sich, wenn man nicht von vornherein Annahmen über die Abhängigkeit der Zahl und Reichweite der Atomtrümmer vom Winkel macht, nicht berechnen. Streng vergleichbar sind daher nur Resultate mit genau der gleichen Anordnung; eine Ausnahme mag nur das äußerste Ende der Absorptionskurve (also die längsten Strahlen betreffend) bilden. Noch mißlicher wird die Sache bei Verwendung von Primärabsorption. Da diese gewöhnlich dicht über dem α-Präparat liegt, gilt die angegebene Primär-Restreichweite nur für einen kleinen, die Absorption annähernd senkrecht durchsetzenden Teil der α-Strahlen, während die schief austretenden Strahlen viel kleinere Restreichweiten haben, ja z. T. die Absorptionsfolie überhaupt nicht mehr durchdringen. Durch diesen Umstand wird eine überaus rasche Abnahme der Zahl der Atomtrümmer mit abnehmender Primärreichweite (z. B. in den Kurven von Herrn Pose) vorgetäuscht, die in Wirklichkeit gar nicht vorhanden zu sein braucht. Es besteht deswegen auch kein Widerspruch zu einer früheren Angabe von E. A. W. Schmidt, die besagt, daß noch 1 cm lange α-Strahlen zertrümmernd wirken können, weil letzteres Resultat nach der retrograden Methode gewonnen wurde, bei der die Winkelbedingungen viel enger sind.

BESPRECHUNGEN.

Maurice et Louis de Broglie, Introduction a la physique des rayons X et gamma. Gr.-8°. 201 S. Mit 27 Textfig. u. 11 Tafeln. Paris, Gauthier-Villars u. Co. 1928. Francs 50.

In der Einleitung sagen die Autoren: Es ist nicht die Absicht dieses Buches, die in einer Reihe von Monographien behandelte Einzeldarstellung dieses Gegens andes zu vervollständigen und zu modernisieren, vielmehr wurde eine Anzahl von für die Physik besonders aufschlußreichen Erscheinungen herausgegriffen und deren tiefer Einfluß auf die grundlegenden klassischen Vorstellungen über die Natur des Lichtes besprochen. Diese programmatischen Werte kennzeichnen den Zweck des Buches und geben die Richtlinie für seine Disposition. In 14 Abschnitten und einem Anhang werden die folgenden Fragen behandelt: 1. Natur der Röntgen- und γ-Strahlung. 2. und 3. Atomtheorie. 4. Charakteristische Röntgenspektren. 5. Röntgenstrahlen und Struktur der Atome. 6. Kontinuierliche Röntgenstrahlung. 7. Absorption der Röntgenstrahlen. 8. Photoelektrischer Effekt. 9. Der Atomkern. 10. Strahlen sehr kleiner und sehr großer Wellenlänge. 11. und 12. Streuung der Röntgen- und γ-Strahlung. 13. Beugung in Kristallen. 14. Physikalische Optik der Röntgenstrahlen. Anhang: Einige thermodynamische und astrophysikalische Überlegungen.

Das Buch ist, wie es von der Zusammenarbeit zweier Autoritäten auf dem behandelten Gebiet, einem Experimentator und einem Theoretiker, denen die heutige Physik so viel verdankt, nicht anders zu

erwarten ist, glänzend geschrieben. Selbst die so reichhaltige deutsche Literatur würde durch eine Übersetzung dieses Werkes noch eine Bereicherung erfahren; wobei das Buch auch sicherlich eine seinem Wert entsprechende Ausstattung erhalten würde.

K. W. F. Kohlrausch.

Handbuch der Astrophysik. Herausgegeben von G. Eberhard, A. Kohlschütter, H. Ludendorff. Band IV: Das Sonnensystem. Bearbeitet von G. Abetti, W. E. Bernheimer, K. Graff, A. Kopff, S. A. Mitchell. Gr.-8°. VIII u. 501 S. Mit 221 Abb. Berlin, J. Springer. 1929. RM 76.—, geb. RM 78.80.

Von dem bereits früher angekündigten sechsbändigen Handbuch erscheint an zweiter Stelle der vierte Band, der dem Sonnensystem gewidmet ist. W. E. Bernheimer in Wien behandelt die „Strahlung und Temperatur der Sonne"; G. Abetti in Florenz „Solar Physics"; S. A. Mitchell in Charlottesville „Eclipses of the Sun"; K. Graff in Wien „Die physische Beschaffenheit des Planetensystems" und A. Kopff in Berlin-Dahlem „Kometen und Meteore". Den weitaus größeren Raum nehmen naturgemäß die Ausführungen über die Sonne ein, wobei Abetti besonders die Spektroskopie der Sonne, und Mitchell die verschiedenen bei totalen Sonnenfinsternissen zu erledigenden Aufgaben behandelt. Das Planetensystem sowie die Kometen und Meteore sind nur kurz dargestellt. Es kann gerade auf Nebengebieten nicht der Sinn eines Handbuches wie des vorliegenden sein, eine vollständige Darstellung der erschienenen Untersuchungen zu bieten. Vielmehr genügt ein Überblick, der eine Orientierung über den Stand des einzelnen Forschungsgebietes ermöglicht, und der durch genügend zahlreiche Literaturangaben die Möglichkeit des weiteren Einarbeitens gibt. In diesem Sinn sind vor allem auch die beiden letzten Kapitel aufzufassen. A. Kopff.

G. Kirsch, Geologie und Radioaktivität. Gr. 8°. 214 S. m. 48 Fig. Berlin, Julius Springer. 1928. RM 16.—, geb. RM 17.40.

Fesselnde Zusammenfassungen über die Frage des Erdalters sind verschiedentlich erschienen. Die schönen Monographien von Hahn und von Holmes erfreuen sich einer weiten Verbreitung. Trotzdem wird man das Erscheinen des vorliegenden ausführlichen Werkes mit Freude begrüßen. Der Verfasser behandelt in diesem nicht nur die Frage des Erdalters und des Wärmehaushaltes der Erde, sondern auch die Frage der Verbreitung der radioaktiven Substanzen und verschiedene andere, den Geologen und den Geochemiker interessierende Probleme ganz ausführlich. Der Verfasser nimmt auf den in radioaktiven Fragen unkundigen Leser weitgehende Rücksicht und schickt seinen weiteren Erörterungen einen sehr klaren „kurzen Abriß der Radioaktivität" voraus. Der Verbreitung der radioaktiven Substanzen werden dann 21 Seiten gewidmet. Der Frage der radioaktiven Stoffe als Energiequellen wird auf 55 Seiten, die der Radioaktivität als selbstregistrierender Uhr auf 58 Seiten besprochen. Im Anhang wird dann die Frage des Heliumvorkommens und die der Verfärbungshöfe erörtert. Das ausgezeichnete Werk ist eine sehr wertvolle Bereicherung der Literatur der Radioaktivität und wird zweifellos in geologischen und geochemischen Kreisen viel Anklang finden.

G. v. Hevesy.

E. Rietschel, Die 3—3½ jährige und die 2jährige Temperaturschwankung. Veröffentl. d. geophys. Inst. d. Univ. Leipzig (Dir. Prof. Dr. L. Weickmann). Zweite Serie. Spezialarbeiten aus d. geophys. Inst. Bd. 4, Heft 1, S. 1 bis 47. Mit 2 Tabellen, 10 Figuren und 23 Karten. Leipzig, Geophysikalisches Institut Talstraße 38. 1929. RM 2.—.

Die vorliegende Arbeit von Rietschel bildet einen weiteren Baustein in den Untersuchungen des Leipziger Instituts und zeigt namentlich mit der vorher besprochenen Abhandlung von Schubert zahlreiche Berührungspunkte. Die Auswahl der beiden Perioden erfolgte hier in Zusammenhang mit dem von Shaw für das Jahr 1894/95 gefundenen doppelten Spiegelungspunkt in den Erträgen der Weizenernte Ostenglands, welche außerdem mit dem vorangegangenen Herbstniederschlag in enger Korrelation stehen. In dem Zeitraum von 22 Jahren (für den Herbstniederschlag 1884—1906, für die Weizenerträge 1885—1907) fand Rietschel zusammenfallende ausgeprägte Maxima der Amplituden bei $^{11}/_3 = 3.7$ und $^{11}/_5 = 2.2$ Jahren. Zum Nachweis der physikalischen Realität dieser beiden Perioden wurde wieder die synoptische Darstellung auf Grund der harmonischen Analyse und zwar für das störungsfreie Intervall 1901—1912 gewählt; untersucht wurde aber nicht der örtlichen Schwankungen unterliegende Niederschlag sondern die Schwankungen der Wintertemperatur an Hand von 229 über die ganze Erdoberfläche verteilten Stationen.

Die Analyse ergab für die 3½jährige Temperaturschwankung die Existenz einer stehenden Schwingung (Schaukelbewegung) auf der Nordhemisphäre mit Knotenlinien an der Ostküste Nordamerikas und an der Westküste Skandinaviens. Die gegenseitige 180° Kompensation der Hauptaktionszentren über Rußland, Grönland und Alaska kann als Ausdruck des kontinental-maritimen Systems gedeutet werden und paßt durchaus zu dem Bilde einer stehenden Schwingung. Im Zusammenhang mit den Ergebnissen zahlreicher anderer Autoren gibt R. folgende Erklärung für die Erscheinung: das allgemeine Zirkulationssystem unserer Atmosphäre hat eine dreijährige Eigenschwingung, welche am ungestörtesten im australisch-malayischen Archipel auftritt (man vgl. hierzu die Ergebnisse von Schubert); sie wird durch einen äußeren periodischen Impuls angeregt, welcher auf die Eigenschwingung derart wirkt, daß ein im Mittel 3½jähriger erzwungener Rhythmus zustande kommt.

Die 2jährige Temperaturschwankung zeigt folgende räumlichen Gesetzmäßigkeiten: Zwei scharf ausgesprochene Amplitudenmaxima liegen inmitten der beiden Kontinente Nordamerikas und Asiens. Das erstere wird durch geschlossene Phasenlinien als Aktionszentrum für eine nach Norden und Süden sich ausbreitende fortschreitende Welle charakterisiert. Über Asien dagegen liegt das Gebiet geschlossener Isophasen (Divergenzgebiet) südlich des eigentlichen Amplitudenmaximums im Bereiche der winterlichen Antizyklone. R. gibt für die Zusammenhänge folgende wahrscheinliche Deutung: Das Divergenzgebiet über Asien (Phasenzentrum) kann als primäres Aktionszentrum des Druckes angesehen werden, als dessen Entstehungsursache vielleicht Schwankungen der Sonnenstrahlung in Frage kommen. Auf dieses Druckzentrum reagieren die Gebiete der Amplitudenmaxima als sekundäre Aktionszentren der eigentlichen zweijährigen Temperaturschwankung mit

einer Phasenverzögerung von 90° über Asien und 200° über Nordamerika.

Das großangelegte Studium der Leipziger Schule über das Wellenproblem der Atmosphäre, zu dem die beiden Arbeiten von Schubert und Rietschel einen wertvollen Beitrag liefern, verdient gerade bei den Lesern der vorliegenden Zeitschrift erhöhte Beachtung, da hier gegenüber den bisherigen statistischen Methoden der Korrelation mehr die physikalischen Zusammenhänge in den Vordergrund treten.

Peregrin Zistler.

E. Warburg, Lehrbuch der Experimentalphysik für Studierende. Gr.-8°. XX u. 482 S. Mit 453 Abb. 21 u. 22. völlig neubearbeitete Aufl. Dresden, Th. Steinkopff. 1929. RM 14.—, geb. RM 15.80.

Die letzten Jahre haben uns eine Überfülle von physikalischen Lehrbüchern beschert; dabei ist es erstaunlich und lehrreich, wie verschieden die einzelnen Verfasser die Physik darstellen.

Neben völlig neuen Schöpfungen, wie beispielsweise denen von Wulf und von Westphal stehen altbekannte in neuem Gewande. Zu diesen letzteren ist nunmehr in 21. u. 22. Auflage nach einer Pause von 7 Jahren das Warburgsche Buch getreten. Mit freudigem Staunen entnimmt man dem Vorwort, daß sich der Altmeister der deutschen Experimentalphysik trotz seiner 83 Jahre noch selbst der Neubearbeitung seines Werkes unterzogen hat.

Die Neugestaltung und Ergänzung ist im ganzen Buche spürbar und läßt das nunmehr 36 Jahre alte Buch fast wieder als aus einem Guß erscheinen. Ganz verleugnen kann es allerdings seine Geschichte doch nicht und soll es wohl auch nicht, zumal der Verfasser allenthalben großen Wert auf das geschichtliche Werden unserer physikalischen Erkenntnisse legt. Manche Abbildungen und manche Abschnitte sind ohne Zweifel nur darum noch im Buch enthalten, weil sie vor Jahrzehnten kennzeichnend und wichtig waren; das fällt besonders bei der Darstellung der Elektrizitätslehre auf. Daß die ganze Quanten- und Atomphysik auf nur 8 Seiten abgehandelt wird, erscheint der jüngeren Generation vielleicht zu knapp, doch muß berücksichtigt werden, daß viele hierher gehörige, experimentelle Tatsachen der geschichtlichen Entwicklung folgend in den mehr als die Hälfte des Buches umfassenden Abschnitten über Elektrizität und Optik enthalten sind. Gegenüber anderen Darstellungen mag erwähnt werden, daß die Relativitätstheorie nur mit einem einzigen Satz berührt wird.

Der Geist des Buches ist der alte geblieben; mancher Leser wird sich mit der vielfach unvermittelten Aneinanderreihung von Tatsachen nicht befreunden und zieht eine Darstellung vor, die auf einige wenige einheitliche Gesichtspunkte und Anschauungen aufgebaut ist. Einer solchen mehr künstlerischen Darstellung gegenüber mag das Warburgsche Buch vielleicht nüchtern und trocken wirken und schwerer lesbar sein, dafür ist es aber sicher unabhängiger vom Wandel der Zeiten und Anschauungen und überdies gibt es wohl kein zweites Lehrbuch der Physik, das so frei von Fehlern und Schiefheiten wäre. Geboten werden vor allem verbürgte Einzeltatsachen, die Verallgemeinerungen bleiben vielfach dem Leser überlassen; wer die knappe und zum Nachdenken zwingende Warburgsche Darstellungsweise liebt, wird sich auch dieser neuen Auflage mit Freude und Nutzen bedienen.

Gudden.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1929/30.

Universität Breslau. Schaefer: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, Atomphysik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben und Bergmann), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte (mit Senftleben und Bergmann), 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Senftleben und Bergmann), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Reiche, Steubing und Waetzmann), 2 *g*. — **Steubing:** Röntgenstrahlen und ihre Anwendungen, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3; Geometrische Optik, 1. — **Reiche:** Mechanik der Kontinua: Elastizität, Hydrodynamik, 5, Übungen, 1 *g*; Ausgewählte Kapitel der höheren Dynamik und ihre Beziehungen zur Quantenmechanik, 1. — **Jüttner:** Die Entwicklung der Relativitätstheorie seit dem Jahre 1918, 2. — **Senftleben:** Theoretische Optik, mit Experimenten, 4. — **Bergmann:** Elektrische Wellen: Theorie, Erzeugung und Ausbreitung, mit Versuchen, 2. —

Universität Hamburg. Möller: Technische Wärmelehre und Wärmekraftmaschinen, 2, Übungen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten Fortgeschrittener, tägl.; Elektrotechnisches Praktikum, 5; Elektrische Maschinen, 1. —

Universität Prag. Rausch-Traubenberg: Experimentalphysik I, 5; Einführung in die Physik, 5; Physikalisches Praktikum I, 3 bzw. 6 *g*, für Mediziner, 3 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Frank und Fürth), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig *g*. — **Frank:** Die Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 3; Kausale und statistische Auffassung in der modernen Physik, 2; Seminar für theoretische Physik, 2 *g*. — **Fürth:** Einführung in die theoretische Physik I: Mathematische Einleitung, 3, Übungen, 3; Geschichte des Atomismus, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, theoretisch und experimentell, ganztägig *g*. — **Pollak:** Wetterkunde, Wettervorhersage und Methodik des wetterkundlichen Unterrichts, 3; Geophysikalische Anwendungen der numerischen Infinitesimalrechnung I, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, für Vorgeschrittene, tägl. *g*. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Wien Dr. Adolf Müller für Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Heinrich Menzel zum planmäßigen a. o. Professor für Silicatchemie an der Technischen Hochschule Dresden, der Privatdozent an der Universität Innsbruck Dr. Viktor Oberguggenberger zum a. o. Professor für Praktische Astronomie und Astrophysik ebenda.

Ehrung: Der Professor der Physik an der Universität Leipzig Dr. Peter Debye wurde zum Ehrenmitglied der Chemical Society ernannt.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie an der Universität Zagreb Dr. Gustav Janecek, der frühere Professor der organischen Chemie an der Universität Montpellier Dr. C. Astre.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.